Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»

На правах рукописи

Cul

Сычугин Сергей Александрович

Эффективные режимы генерации униполярных, биполярных и многопериодных терагерцовых полей ультракороткими лазерными импульсами в нелинейных кристаллах

Специальность 01.04.21 — Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Бакунов Михаил Иванович

Нижний Новгород — 2019

Оглавление

Введе	ние	4					
Глава	1. Черенковское излучение терагерцовых волн при оптическом						
	выпрямлении сфокусированных лазерных импульсов	14					
1.1	Введение	14					
1.2	Модель и основные уравнения	16					
1.3	Формализм решения	18					
	1.3.1 Фокусировка в линию	18					
	1.3.2 Адиабатическое приближение	19					
	1.3.3 Фокусировка в пятно	20					
1.4	Анализ и результаты: LiNbO ₃ с ИК накачкой	22					
	1.4.1 Двумерный случай	22					
	1.4.2 Трёхмерный случай	26					
1.5	Экспериментальная проверка	26					
1.6	Выводы	31					
Глава	2. Терагерновое излучение от движущейся области магнетизации в						
Inaba	слое магнитооптического материала	33					
2.1	Ввеление	33					
2.2	Схема генерации и модель	35					
2.3	Формализм решения						
2.4	Расчет для кристалла TGG	39					
2.5	Выводы	41					
Глава	3. Квазистатические предвестники мощных дазерных импульсов в						
	электрооптических кристаллах	44					
3.1	Введение	44					
3.2	Модель и основные уравнения	45					
3.3	Влияние ширины лазерного пучка	48					
3.4	Влияние истощения накачки	50					
3.5	Накачка чирпированными лазерными импульсами	50					
3.6	Влияние керровской нелинейности	52					
3.7	Выводы	55					
Глава	4. Генерация узкополосного терагернового излучения при						
	нелинейном смешивании ультракоротких импульсов о,е-волн						
	в кристалле LiNbO ₃ .	57					
4.1	Введение	57					

4.2	Схема генерации и ее теоретическое описание						
4.3	3 Излучение из кристалла во встречном направлении						
4.4	Излучение из кристалла в попутном направлении	65					
4.5	Выводы	67					
4.6	Приложение. Эффективный нелинейный коэффициент LiNbO ₃	68					
Заключение							
Список литературы							
Список публикаций по диссертации							

Введение

В последнее десятилетие достигнут значительный прогресс в технике генерирования импульсов терагерцового излучения с высокими напряженностями электрического и магнитного полей. Наиболее эффективным методом «настольной» (table-top) терагерцовой генерации в настоящее время является оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах. Так, например, техника оптического выпрямления лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности в кристалле ниобата лития (LiNbO₃) позволяет получать (при последующей фокусировке) терагерцовые поля с напряженностью электрического поля до 1 МВ/см (индукцией магнитного поля около 0,3 Т) [1]. Использование сильнонелинейных органических кристаллов позволяет добиться еще более высоких напряженностей электрического поля — до нескольких десятков МВ/см [2-5]. Успехи в генерировании сильных терагерцовых полей инициировали появление новых научных и практических приложений терагерцового излучения, таких как нелинейная терагерцовая спектроскопия [6], ускорение терагерцовым полем электронов [7-12] и пост-ускорение ионов [13], сверхбыстрое управление магнитным порядком, фазовыми переходами и сверхпроводимостью в веществе [14-17], выстраивание и ориентирование молекул [18-20], генерация однопериодных аттосекундных импульсов при томпсоновском рассеянии терагерцовых импульсов [21], терагерцовый стрикинг аттосекундных процессов [22-24].

Для различных приложений терагерцового излучения, как традиционных (терагерцовая спектроскопия во временной области и терагерцовый имиджинг), так и новейших, оптимальными являются терагерцовые импульсы различного спектрального состава и различной временной формы. Так, например, для целей ускорения электронов в терагерцовых электронных пушках и для терагерцового стрикинга оптимальными считаются биполярные (однопериодные, single-cycle) импульсы с центральной частотой в субтерагерцовом диапазоне (0,1–1 ТГц) [8; 10; 12]. Менее распространенные униполярные (полупериодные, half-cycle) импульсы того же диапазона также перспективны для целей ускорения частиц [9]. Кроме того, униполярные терагерцовые импульсы оптимальны для задач выстраивания и ориентирования молекул [18-20] и позволяют получать новые эффекты при воздействии на вещество [25]. Использование коротких униполярных пиков терагерцового поля позволяет также повысить пространственное разрешение отражательной интроскопии [26; 27]. Многопериодные (multi-cycle) терагерцовые импульсы необходимы для спектроскопических приложений и частотно-селективного воздействия на вещество, перспективны для использования в компактных волноводных ускорителях электронов, в том числе для новейших источников рентгеновского излучения аттосекундной длительности [7; 11; 12].

Биполярные терагерцовые импульсы — наиболее типичный вид волновых форм, генерируемых при оптическом выпрямлении лазерных импульсов. Например, при черенковском излучении терагерцовых волн сфокусированным лазерным импульсом, распространяющимся в электрооптической среде со слабой терагерцовой дисперсией (в частности, ниобате лития), распределение электрического поля поперек черенковского конуса представляет собой производную от огибающей оптической интенсивности импульса накачки [28]. Для типичных гауссово-подобных лазерных импульсов генерируемая волновая форма является, таким образом, биполярной. В распространенной схеме терагерцовой генерации с коллинеарным, синхронизированным по скорости распространением несфокусированного лазерного импульса и терагерцовой волны, например при накачке кристалла теллурида цинка (ZnTe) импульсами титан-сапфирового (Ti:sapphire) лазера, генерация многопериодной фазово-синхронизованной волны может быть подавлена из-за большой длительности лазерного импульса, и генерируется близкая к биполярной волновая форма [29; 30]. Биполярная форма является типичной и для схемы терагерцовой генерации лазерными импульсами со скошенным фронтом в кристалле ниобата лития [31].

Униполярные импульсы электромагнитного излучения являются мало распространенными, недавно даже обсуждалась сама возможность их генерации [32]. Дело в том, что при фокусировке или распространении в дальнюю зону такие импульсы превращаются в биполярные [33]. Униполярные терагерцовые поля для практических применений генерируют, в основном, с помощью фотопроводящих антенн [25]. Генерация униполярных полей путем оптического выпрямления лазерных импульсов также возможна: волновые формы, повторяющие огибающую оптической интенсивности импульса накачки, могут излучаться при пересечении этим импульсом границ электрооптического кристалла [34—36]. Данное переходное излучение является, однако, недостаточно интенсивным для практических приложений. Недавно, была предсказана возможность генерации сильных квазистатических (субтерагерцовых) предвестников — униполярных электрического и магнитного полей, распространяющихся впереди мощных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах [37]. Показано, что даже при умеренных параметрах накачки поля в предвестнике могут достигать значений 0,4 MB/см и 0,1 T [38].

Методы генерирования многопериодных терагерцовых импульсов включают в себя оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в периодически инвертированных электрооптических кристаллах — ниобате лития (PPLN) [39—43] или арсениде галлия (GaAs) [44], нелинейное смешивание двух сдвинутых во времени чирпированных лазерных импульсов [45—48], черенковское излучение от движущихся решеток нелинейной поляризации [49], формирование последовательности реплик однопериодного терагерцового импульса в оптически управляемом волноводе [50] и др.

Несмотря на большое число работ, посвященных разработке методов генерации терагерцовых полей различной волновой формы, многие вопросы остаются нерешенными. Так, например, отсутствует теория черенковского излучения терагерцовых волн остро сфокусированными лазерными пучками, для которых существенна дифракционная расходимость, что не позволяет определить оптимальные для терагерцовой генерации условия фокусировки. Эффект генерации квазистатических (субтерагерцовых) предвестников предсказан в одномерной модели неограниченно широкого пучка накачки и в пренебрежении истощением импульса накачки [37]. Для экспериментальной проверки эффекта требуется, очевидно, более реалистичное исследование, позволяющее определить наиболее эффективные режимы генерации предвестников. Предложенные методы генерации многопериодных терагерцовых полей во многих случаях не обеспечивают требуемую узость спектральной линии терагерцового излучения или его достаточную интенсивность.

Целью диссертационной работы является разработка новых и развитие уже известных методов генерации униполярных, биполярных и многопериодных терагерцовых полей на основе оптического выпрямления фемтосекундных лазерных импульсов в кристаллах с квадратичной нелинейностью.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- 1. Разработана теория черенковского излучения терагерцовых волн ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах, впервые строго учитывающая изменение поперечного размера сфокусированного лазерного пучка вдоль направления распространения. На основе разработанной теории исследована зависимость энергии терагерцового излучения от условий фокусировки и длительности лазерного импульса для практически важных случаев накачки кристалла LiNbO₃ импульсами титан-сапфирового или иттербиевого лазера. Для сфокусированных в линию пучков исследована применимость предложенного ранее приближенного метода расчета энергии излучения (адиабатического приближения), основанного на суммировании энергий от отдельных участков пучка. Впервые экспериментально исследована зависимость энергии терагерцового излучения от степени фокусировки лазерного пучка накачки.
- 2. Предложена новая схема черенковской терагерцовой эмиссионной спектроскопии, в которой лазерный импульс накачки распространяется поперек слоя исследуемого материала, а генерируемое терагерцовое излучение выводится из слоя с помощью кремниевой призмы, прикрепленной к выходной границе слоя. Для предложенной схемы рассчитано терагерцовое излучение от движущейся области магнетизации, наводимой ультракоротким лазерным импульсом в слое магнитооптического материала за счет обратного эффекта Фарадея. При этом, в отличие от имеющегося в литературе рассмотрения схемы с распространением лазерного импульса вдоль слоя, учтено как черенковское излучение из объема магнитооптического материала, так и переходное излучение от границ слоя. Исследовано влияние переходного излучения на форму и спектр генерируемого терагерцового импульса.
- 3. Проведено численное моделирование явления генерации квазистатических электромагнитных предвестников мощными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах, впервые учитывающее конечность поперечного размера пучка накачки и истощение импульса накачки. Исследовано влияние факторов поперечного размера и истощения накачки на волновую форму генерируемых предвестников и на эффективность их генерации.
- 4. Предложен метод компенсации негативного влияния истощения накачки на генерацию квазистатических предвестников, основанный на использовании дисперси-

онной компрессии чирпированных лазерных импульсов при их распространении в кристалле. Эффективность метода продемонстрирована с помощью численного моделирования для практически важных случаев, в том числе с учетом керровской нелинейности кристалла.

5. Предложен новый метод генерации многопериодного (узкополосного) терагерцового излучения на основе нелинейного смешивания импульсов обыкновенной и необыкновенной волн ультракороткой длительности в кристалле LiNbO₃. Разработана теория такой генерации, исследовано влияние кристаллографической ориентации и толщины кристалла, а также параметров лазерной накачки на характеристики генерируемого излучения.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и списка публикаций по диссертации. Общий объем диссертации составляет 85 страниц, включая 20 рисунков и 1 таблицу список литературы из 142 наименованиий на 11 страницах и список публикаций по диссертации из 23 наименованиий на 3 страницах.

Перейдем к краткому изложению содержания диссертации.

Во введении обосновывается актуальность работы, формулируется её цель, указывается научная новизна, кратко излагается содержание диссертации, приводятся основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава посвящена разработке теории черенковского излучения терагерцовых волн ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах, строго учитывающей изменение поперечного размера сфокусированного лазерного пучка вдоль направления распространения. Рассмотрение проведено для двух типов фокусировки — в линию и пятно. Разработанная общая теория применяется к практически важному случаю — генерации терагерцового излучения в кристалле LiNbO₃ импульсами фемтосекундного лазера ближнего инфракрасного диапазона. Исследована зависимость генерируемой терагерцовой энергии и терагерцового спектра от условий фокусировки при различных длительностях лазерного импульса. Приведены результаты экспериментальной проверки теоретических расчетов.

В п. 1.1 дан обзор теоретических и экспериментальных работ по черенковской генерации терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах. Указано место проводимого в диссертации рассмотрения в ряду этих работ.

В п. 1.2 введена модель нелинейного источника, сделаны и обоснованы необходимые приближения, записана система уравнений для терагерцового поля.

В п. 1.3 описана процедура отыскания общего вида решений уравнений Максвелла с заданным нелинейным источником для случаев фокусировки лазерного пучка в линию (п. 1.3.1) и пятно (п. 1.3.3). Используются методы преобразования Фурье и функции Грина. На основе найденных решений для терагерцовых полей получены выражения для полной энергии черенковского излучения. В п. 1.3.2 для случая фокусировки в линию введен приближенный (адиабатический) способ расчета полной терагерцовой энергии, основанный на суммировании энергий от участков пучка.

В п. 1.4 разработанная общая теория применяется к практически важному случаю — генерации терагерцового излучения в кристалле LiNbO₃ импульсами фемтосекундного лазера ближнего инфракрасного диапазона. Для случаев фокусировки пучка накачки в линию (п. 1.4.1) и пятно (п. 1.4.2) рассчитаны картины поля излучения, осциллограммы и спектры терагерцового поля, излученного различными участками пучка накачки. Построены зависимости полной терагерцовой энергии от размера перетяжки пучка накачки при различных длительностях лазерного импульса. Показано наличие оптимального размера перетяжки, при котором терагерцовая энергия достигает максимума. Для фокусировки в линию показано хорошее совпадение значений энергии, рассчитанных в рамках адиабатического приближения, с точным расчетом.

В п. 1.5 проводится сравнение теоретических расчетов с результатами эксперимента по измерению энергии черенковского излучения при различных размерах перетяжки лазерного пучка накачки. Обнаруженное расхождение в значении оптимального размера перетяжки объясняется влиянием частотно-зависимого поглощения терагерцовых волн в LiNbO₃ и дифракционной расходимости генерируемого терагерцового пучка. Показано, что модифицированная путем учета этих факторов теория хорошо согласуется с экспериментом.

В п. 1.6 сделаны выводы по первой главе.

Во второй главе предложена новая схема черенковской терагерцовой эмиссионной спектроскопии, предназначенная для исследования сверхбыстрых оптомагнитных явлений. Для предложенной схемы рассчитано поле излучения от движущейся области намагниченности, создаваемой фемтосекундным лазерным импульсом в слое магнитооптического материала за счет обратного эффекта Фарадея. Показана существенность учета переходного излучения от границ материала наряду с черенковским излучением из объема материала.

В п. 2.1 дан краткий обзор литературы, показывающий актуальность исследований сверхбыстрых оптомагнитных явлений, и указана новизна данной работы по сравнению с предшествующими работами по черенковской терагерцовой эмиссионной спектроскопии оптомагнитных явлений.

В п. 2.2 дано описание предлагаемой схемы генерации и вывода терагерцового излучения, введена модель нелинейного источника.

В п. 2.3 описана процедура аналитического решения уравнений Максвелла с заданным нелинейным источником для рассматриваемой схемы.

В п. 2.4 на основе полученных общих формул исследован практически интересный случай генерации терагерцового излучения импульсами титан-сапфирового лазера в структуре, состоящей из слоя тербий-галлиевого граната и согласующей сапфировой призмы. Рассчитаны картина поля генерируемого терагерцового черенковского излучения в структуре, а также осциллограмма терагерцового поля на выходе из структуры и соответствующий спектр. Показано, что вид осциллограммы определяется не только черенковским излучением из объема слоя тербий-галлиевого граната, но и переходным излучением от границ слоя.

В п. 2.5 сделаны выводы по второй главе.

Третья глава посвящена исследованию влияния ширины лазерного пучка накачки и истощения импульса накачки на эффект генерации квазистатических предвестников мощными лазерными импульсами в электрооптических кристаллах. Исследуется возможность компенсации негативного влияния истощения накачки на генерацию предвестников путем использования чирпированных импульсов накачки.

В п. 3.1 вначале обсуждаются общепринятые представления о негативном влиянии двухфотонного поглощения накачки и связанной с ним фотогенерации носителей на эффективность генерации терагерцового излучения методом оптического выпрямления лазерных импульсов. Затем дается краткое описание недавно предсказанного позитивного эффекта, связанного с фотогенерацией носителей, – генерации квазистатического предвестника, распространяющегося впереди импульса накачки. Ставится задача выяснения влияния ширины пучка накачки и истощения импульса накачки на генерацию предвестника.

В п. 3.2 вводится модель нелинейной поляризации, обосновываются используемые приближения, записывается система уравнений для нахождения генерируемого терагерцового поля.

В п. 3.3 с помощью численного моделирования исследовано влияние ширины лазерного пучка на формирование квазистатического предвестника. Показано, что уменьшение ширины пучка до ~2–3 мм не разрушает формирование предвестника. Уменьшение ширины пучка до меньших значений (при фиксированной оптической интенсивности) приводит к уменьшению амплитуды предвестника.

В п. 3.4 исследовано влияние истощения накачки вследствие ее двухфотонного поглощения на генерацию квазистатического предвестника. Показано, что истощение накачки приводит к ослаблению полей в задней части предвестника.

В п. 3.5 показано, что негативное влияние истощения накачки на генерацию квазистатического предвестника можно компенсировать дисперсионным сжатием импульса накачки при его предварительном чирпировании. Указана также возможность управления формой предвестника путем изменения параметра чирпирования.

В п. 3.6 исследовано влияние керровской нелинейности на генерацию квазистатического предвестника. Показано, что это влияние можно также в значительной степени компенсировать подбором параметра чирпирования.

В п. 3.7 сделаны выводы по третьей главе.

В четвертой главе предложен метод генерации узкополосного терагерцового излучения ультракоротким лазерным импульсом, распространяющимся в кристалле LiNbO₃ в виде суперпозиции обыкновенной (*o*) и необыкновенной (*e*) волн. Разработана теория метода, сделаны оценки применительно к случаю накачки кристалла LiNbO₃ импульсами иттербиевого усилителя.

9

В п. 4.1 дан краткий обзор предложенных ранее методов генерации многопериодного (узкополосного) терагерцового излучения ультракороткими лазерными импульсами в нелинейных кристаллах. Отмечены недостатки этих методов. Кратко изложена суть предлагаемого метода генерации.

В п. 4.2 дано описание схемы генерации, сделаны необходимые приближения и разработана теория предлагаемого метода генерации.

В п. 4.3 на основе разработанной теории анализируется излучение из кристалла во встречном (по отношению к направлению распространения лазерного импульса) направлении. Построены осциллограммы и спектры терагерцового поля при различной длительности импульса накачки. Рассчитана ширина спектров. Исследована зависимость эффективности преобразования и оптимальной длительности импульса накачки от угла наклона оптической оси к входной грани кристалла.

В п. 4.4 анализируется излучение из кристалла в попутном (по отношению к направлению распространения лазерного импульса) направлении. Построены осциллограммы и спектры терагерцового поля при различных значениях параметров. Проведено сравнение ширины спектров и эффективности преобразования со случаем излучения во встречном направлении. Даны рекомендации по увеличению эффективности преобразования. Обсуждается возможность перестройки частоты генерации путем небольшого изменения направления распространения лазерного пучка в кристалле.

В п. 4.5 сделаны выводы по четвертой главе.

В п. 4.6 приведен тензор квадратичной нелинейной восприимчивости ниобата лития, с его помощью записаны компоненты нелинейной поляризации, получено выражение для используемого эффективного нелинейного коэффициента.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

На защиту выносятся следующие основные научные положения.

- 1. Энергия терагерцового черенковского излучения, генерируемого ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах, достигает максимума при некоторой оптимальной ширине перетяжки лазерного пучка. При фокусировке лазерного пучка в линию оптимальная ширина перетяжки больше, чем при фокусировке в пятно. В обоих случаях оптимальная ширина возрастает с увеличением длительности лазерного импульса. Для сфокусированных в линию пучков и типичных экспериментальных условий накачки кристалла ниобата лития импульсами титан-сапфирового или иттербиевого лазера хорошо работает адиабатическое приближение, основанное на суммировании энергий от отдельных участков пучка. В распространенной экспериментальной схеме с фокусировкой лазерного пучка в пятно в пластинке ниобата лития, прикрепленной к выводящей кремниевой призме, факторы частотно-зависимого поглощения терагерцовых волн в ниобате лития и дифракционной расходимости генерируемого терагерцового пучка приводят к увеличению оптимальной ширины перетяжки.
- 2. Для экспериментального исследования явлений сверхбыстрого оптомагнетизма методом черенковской терагерцовой эмиссионной спектроскопии удобной является

схема, в которой лазерный импульс накачки распространяется поперек слоя магнитооптического материала, а генерируемое терагерцовое излучение выводится из слоя с помощью кремниевой призмы, прикрепленной к выходной границе слоя. Данная схема допускает простой расчет формы терагерцового импульса с учетом как черенковского излучения из объема слоя, так и переходного излучения от границ слоя, в отличие от использовавшейся ранее схемы с распространением лазерного импульса в слое параллельно его границам. Вклад переходного излучения существенно изменяет форму генерируемого терагерцового импульса приводит к появлению сильной асимметрии в характерной для черенковского излучения биполярной форме терагерцового импульса. Данное обстоятельство необходимо учитывать при определении константы Верде магнитооптического материала по измерениям терагерцового сигнала.

- 3. Квазистатический электромагнитный предвестник, генерируемый мощным лазерным импульсом в электрооптическом кристалле, устойчив к уменьшению поперечного размера (двумерного) лазерного пучка. Например, при 1/*e*-ширине пучка титан-сапфирового лазера ≥ 2–3 мм электромагнитное поле предвестника, генерируемого в кристалле GaP толщиной 3 мм, является на оси пучка практически таким же, как и в пределе бесконечно широкого пучка. При ширине пучка менее 2 мм поле предвестника становится меньше, только если фиксирована интенсивность накачки. Если фиксирована мощность накачки, то поле предвестника достигает максимума при ширине пучка около 1 мм.
- 4. Истощение лазерного импульса накачки вследствие многофотонного поглощения в кристалле приводит к искажению платообразной волновой формы генерируемого квазистатического предвестника — спаданию поля в его задней части, а также к снижению эффективности генерации предвестника при высоких интенсивностях накачки. Негативное влияние истощения накачки на генерацию предвестника можно компенсировать, применяя в качестве накачки чирпированные лазерные импульсы. При правильно выбранном значении параметра чирпирования дисперсионная компрессия лазерного импульса в кристалле обеспечивает поддержание высокой интенсивности накачки и, как результат, сохранение платообразной формы предвестника даже в условиях сильного многофотонного поглощения. При высоких интенсивностях накачки и значительной толщине кристалла фазовая самомодуляция лазерного импульса, вызванная керровской нелинейностью кристалла, может приводить к дополнительному сжатию лазерного импульса, что необходимо учитывать при выборе параметра чирпирования.
- 5. При нелинейном смешивании двух ультракоротких оптических импульсов, распространяющихся в кристалле LiNbO₃ в виде обыкновенной и необыкновенной волн, может создаваться движущийся импульс нелинейной поляризации, полярность которого периодически меняется в процессе движения. Пространственно-временное распределение нелинейной поляризации при этом эквивалентно виртуальной PPLN-структуре, созданной в однородном кристалле. Как и в реальных PPLN-

структурах, импульс нелинейной поляризации может генерировать многопериодную терагерцовую волну на частоте квазисинхронизма. Для эффективной генерации оптическая ось кристалла должна быть ориентирована под углом $\approx 60^{\circ}-70^{\circ}$ к входной грани кристалла. В частности, импульс иттербиевого усилителя длительностью 600 фс с пиковой интенсивностью 100 ГВт/см² может генерировать терагерцовое излучение на частоте 0,5 ТГц (1 ТГц) с шириной полосы всего лишь 3,6 ГГц (32,2 ГГц) с эффективностью ~ 10^{-5} . Частоту генерируемого терагерцового излучения можно перестраивать небольшим изменением угла ввода лазерного пучка накачки в кристалл.

Практическая значимость полученных результатов. Полученные в диссертации зависимости временной формы, спектра и энергии терагерцового черенковского излучения от длительности импульса и условий фокусировки лазерной накачки могут быть использованы для оптимизации режимов терагерцовой генерации в перспективных излучателях, состоящих из пластинки ниобата лития и выводящей кремниевой призмы.

Предложенная схема черенковской терагерцовой эмиссионной спектроскопии оптомагнитных явлений удобна для практической реализации и сравнения экспериментальных данных с теоретическим расчетом.

Предложенный метод компенсации негативного влияния истощения лазерной накачки на генерацию униполярного квазистатического предвестника путем чирпирования импульса накачки может быть использован для управления временной формой полей предвестника.

Предложенный метод генерации многопериодного терагерцового излучения на основе нелинейного смешивания импульсов обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле ниобата лития перспективен для создания терагерцовых источников с высокой спектральной яркостью.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях: The 43rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2018, Нагойя, Япония), The 7th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS 2018, Йокогама, Япония), 3rd International Conference «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications» (ТЕRА-2018, Нижний Новгород), International Conference on Microwave & THz Technologies and Wireless Communications (IRPhE' 2018, Агреван, Армения), International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2018, Москва), The 6th International Workshop on Far-Infrared Technologies 2017 and The 2nd International Symposium on Development of High Power Terahertz Science and Technology (IW-FIRT 2017 и DHP-TST 2017, Фукуи, Япония), Progress In Electromagnetics Research Symposium 2017 (PIERS 2017, Санкт-Петербург), 16th International Conference on Laser Optics 2014 (LO'14, Санкт-Петербург), 8th UK, Europe, China conference on Millimetre Waves and Terahertz Technologies (UCMMT 2015, Кардифф, Великобритания), VI Международной конференции по фотонике и информационной оптике (ФИО 2017, Москва), 11th International Young Scientist conference «Development in Optics and Communications 2015» (DOC 2015, Рига, Латвия), XVII научной школе «Нелинейные

волны — 2016» (Нижний Новгород, 2016), XI научно-технической конференции «Высокие технологии в атомной отрасли. Молодежь в инновационном процессе» (Нижний Новгород, 2016), XVII, XVIII научных конференциях по радиофизике (Нижний Новгород, 2013–2014), XIX Нижегородской сессии молодых ученых (Нижний Новгород, 2014), Российских чтениях-конкурсе памяти нижегородских ученых (Нижний Новгород, 2013), Форуме молодых ученых (Нижний Новгород, 2013).

Материалы диссертации опубликованы в 23 печатных работах из них 5 статей в рецензируемых журналах, рекомендованных ВАК, [A1—A5], а также 18 работ в сборниках трудов конференций [A6—A23].

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением апробированных аналитических, численных и экспериментальных методов, а также подтверждается согласованием результатов диссертации в частных случаях с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными других авторов.

Личный вклад автора. Постановка задач и анализ полученных результатов в главах 1, 2, 3 и 4 проводились совместно с научным руководителем Бакуновым М.И. Экспериментальные исследования в главе 1 проводились совместно с Машковичем Е.А. Численный FDTD код в главе 3 разработан совместно с Ефименко Е.С. Аналитические выкладки в главе 4 проводились совместно с Машковичем Е.А.

Благодарности

Автор выражает глубокую признательность своему научному руководителю профессору Бакунову Михаилу Ивановичу за постановку задач, ценные указания в научной работе и обсуждение результатов, а также за помощь и постоянную поддержку, оказанные при подготовке диссертации.

Автор благодарит соавторов научных публикаций за участие в обсуждении результатов, и, в частности, Маслова Алексея Владимировича за помощь в проведении численных расчетов, относящихся к первой главе, Машковича Евгения Александровича за помощь в проведении экспериментальной работы, Ефименко Евгения Сергеевича за помощь в проведении численных расчетов, относящихся к третьей главе. Также автор благодарит Царева Максима Владимировича за помощь, поддержку и ценные советы по научной работе.

Диссертационная работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (проектная часть госзадания, № 3.3854.2017/4.6).

Глава 1. Черенковское излучение терагерцовых волн при оптическом выпрямлении сфокусированных лазерных импульсов

1.1 Введение

Заряженная частица, движущаяся в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света, испускает когерентное электромагнитное излучение, называемое черенковским [51]. Распространяющийся в нелинейном материале интенсивный электромагнитный волновой пакет может генерировать черенковское излучение схожим образом [52; 53]. В частности, черенковское излучение терагерцовых волн фемтосекундным лазерным импульсом, распространяющимся в электрооптическом кристалле, таком, например, как LiNbO₃ или LiTaO₃, стало распространенным методом терагерцовой генерации [54—63]. В этом случае источником излучения является не точечный заряд, а распределенный по занятой лазерным импульсом области пространства дипольный момент, представляющий собой нелинейную поляризацию, определяемую тензором нелинейной восприимчивости кристалла второго порядка [64].

За последние годы черенковская схема генерации терагерцового излучения была значительно усовершенствована. В частности, было предложено фокусировать лазерный пучок накачки не в пятно, а в линию, что позволяет увеличить энергию лазерного импульса, сохраняя при этом (за счет увеличения длины линии) оптическую интенсивность ниже порога разрушения кристалла [56; 57]. К тому же, при фокусировке в линию лазерный импульс излучает терагерцовые волны в виде черенковского клина, а не конуса, что является более удобным с точки зрения фокусировки и практического использования излучения. Чтобы уменьшить негативное влияние фактора сильного терагерцового поглощения в LiNbO₃, было предложено располагать лазерный пучок в кристалле вблизи одной из его граней и помещать на эту грань согласующую кремниевую призму для вывода черенковского излучения в свободное пространство [58]. В дальнейшей модификации данной схемы между кристаллом и призмой размещается тонкий (~ 1 мкм) слой диоксида кремния (SiO₂), что позволяет обеспечить полное внутреннее отражение лазерного пучка от границы LiNbO₃-SiO₂ и тем самым исключить фотогенерацию носителей лазерным пучком в кремнии [65]. Для того, чтобы обеспечить волноводное распространение оптической накачки в кристалле LiNbO₃ и таким образом увеличить длину, с которой излучаются терагерцовые волны, было предложено использовать тонкий (~ 30–50 мкм) слой LiNbO₃, размещаемый между двумя кремниевыми призмами (или призмой и подложкой) [59; 66; 67], или же гребенчатый волновод из LiNbO₃ [62; 63]. В настоящее время черенковские излучатели обеспечивают рекордно высокую эффективность оптико-терагерцового преобразования

(вплоть до 0,25 % [59—61]) при накачке лазерными импульсами субмиллиджоульного уровня энергии и дополняют другую распространенную схему терагерцовой генерации — на основе лазерных импульсов со скошенным фронтом интенсивности [68], которая используется при больших энергиях импульса накачки — на уровне миллиджоуля и выше [69; 70].

Теория черенковского излучения терагерцовых волн ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах разработана, главным образом, в приближении постоянного поперечного размера лазерного пучка накачки [28; 64; 71—73]. Между тем, в типичных экспериментах используется острая фокусировка пучка, чтобы обеспечить необходимую для эффективного нелинейно-оптического выпрямления высокую оптическую интенсивность и большую ширину спектра генерируемого терагерцового излучения [74]. При острой фокусировке поперечный размер лазерного пучка существенно изменяется вдоль направления распространения пучка, что приводит к изменению оптической интенсивности. В результате только часть лазерного пучка в окрестности перетяжки, где интенсивность велика, вносит заметный вклад в терагерцовую генерацию. Повышение степени фокусировки приводит, с одной стороны, к увеличению оптической интенсивность в области фокуса, а с другой, к уменьшению длины излучающей области. В связи с этим возникает задача определения оптимальной фокусировки лазерного пучка, при которой генерируемая терагерцовая энергия достигает максимума.

В недавней работе [75] был предложен приближенный способ расчета терагерцовой мощности, излучаемой сфокусированным в линию лазерным пучком при генерации разностной частоты. В этом способе мощность, излучаемая с элемента длины пучка в окрестности его произвольного поперечного сечения, предполагается такой же, как для пучка соответствующего постоянного сечения. При этом полная терагерцовая мощность находится путем интегрирования по длине пучка. В действительности, аналогичный приближенный подход был использован в гораздо более ранней работе [72] для расчета терагерцовой энергии, излучаемой сфокусированным в линию ультракоротким лазерным импульсом при его оптическом выпрямлении в недиспергирующем (на терагерцовых частотах) нелинейном кристалле. Однако допустимость данного приближения, которое можно назвать адиабатическим, не исследовалась.

Данная глава посвящена обобщению строгой теории черенковского излучения терагерцовых волн ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах [28; 64; 71—73] на практически важный случай сфокусированного пучка накачки. На основе разработанной теории исследуется зависимость генерируемой терагерцовой энергии и терагерцового спектра от условий фокусировки при различных длительностях лазерного импульса. Рассмотрение проведено для двух типов фокусировки—в линию и пятно. Исследована применимость адиабатического приближения. Приведены результаты экспериментальной проверки теоретических расчетов.

Результаты главы опубликованы в работах [A1], [A6], [A7], [A8], [A9], [A10], [A11], [A12].

1.2 Модель и основные уравнения

Пусть ультракороткий лазерный импульс распространяется вдоль оси z в однородной электрооптической среде с групповой скоростью $V = c/n_g$, где c – скорость света, а n_g – оптический групповой индекс. Будем рассматривать случаи, когда лазерный пучок сфокусирован либо только в x направлении — фокусировка в линию (рис. 1.1а), либо и в x, и в y направлениях — фокусировка в пятно (рис. 1.1б). Считая незначительными искажения лазерного импульса вследствие поглощения, дисперсионного расплывания и нелинейных эффектов, запишем огибающую оптической интенсивности в виде

$$I(t, z, r_{\perp}) = I_0 F(\xi) G(r_{\perp}, z),$$
(1.1)

где I_0 — пиковая интенсивность, функция $F(\xi)$ с $\xi = t - z/V$ описывает временну́ю огибающую импульса, а функция $G(r_{\perp}, z)$ с $r_{\perp} = x$ (фокусировка в линию) или $r_{\perp} = (x^2 + y^2)^{1/2}$ (фокусировка в пятно) описывает поперечный профиль лазерного пучка. При получении конкретных результатов будем использовать гауссовы функции для $F(\xi)$ и $G(r_{\perp}, z)$:

$$F(\xi) = e^{-\xi^2/\tau^2}, \qquad G(r_\perp, z) = \frac{a_0^m}{a^m(z)} e^{-r_\perp^2/a^2(z)}, \tag{1.2}$$

где τ — длительность импульса (стандартная FWHM (Full Width at Half Maximum) равна $\tau_{\rm FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}\tau \approx 1.7\tau$), m = 1 или 2 для фокусировки в линию и пятно соответственно, $a(z) = a_0[1 + (z/z_R)^2]^{1/2}$ — ширина лазерного пучка, a_0 — ширина его перетяжки $(a_{0\rm FWHM} = 2\sqrt{\ln 2}a_0)$, $z_R = 2\pi a_0^2 n_p/\lambda$ — длина Рэлея, λ — оптическая длина волны в вакууме, n_p — оптический (фазовый) показатель преломления.

Пренебрежение дисперсионным расплыванием оправдано для типичных лазерных импульсов с длительностью больше нескольких десятков фемтосекунд. Например, для кристалла LiNbO₃ с дисперсией групповой скорости $\beta_2 \approx 350 \text{ фc}^2/\text{мм}$ [76] дисперсионная длина $L_d = \tau^2/\beta_2$ [77] превышает 1 см при $\tau > 60$ фс. Нелинейными эффектами высших порядков, такими как фазовая самомодуляция, самофокусировка и многофотонное поглощение, можно пренебрегать при интенсивностях оптических импульсов вплоть до нескольких сотен ГВт/см² [60].

Нелинейная поляризация, индуцируемая лазерным импульсом в среде вследствие эффекта оптического выпрямления, может быть записана в виде

$$\mathbf{P}^{\mathrm{NL}} = \mathbf{P}_{\mathbf{0}} F(\xi) G(r_{\perp}, z) \tag{1.3}$$

с пиковой величиной $P_0 = d_{\text{eff}} \mathcal{E}_0^2$, где d_{eff} — эффективный нелинейно-оптический коэффициент среды и \mathcal{E}_0 — максимум огибающей электрического поля оптического импульса ($I_0 = \mathcal{E}_0^2 c n_p / (8\pi)$). Направление вектора \mathbf{P}_0 определяется поляризацией оптического импульса и ориентацией кристаллографических осей материала. Будем считать, что вектор \mathbf{P}_0 направлен вдоль оси y. В перовскитных кристаллах, таких как LiNbO₃, такое направление \mathbf{P}_0 имеет место в случае, когда и оптическая ось кристалла, и электрическое поле оптического импульса направлены вдоль оси y. При этом $d_{\text{eff}} = d_{33}$.



Рис. 1.1. Ультракороткий лазерный импульс, распространяющийся в виде пучка, сфокусированного а) в линию и б) в пятно.

Для нахождения терагерцового поля, генерируемого движущейся нелинейной поляризацией \mathbf{P}^{NL} , будем использовать уравнения Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},\tag{1.4a}$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial \mathbf{P}^{\mathrm{NL}}}{\partial t}$$
(1.4b)

с \mathbf{P}^{NL} , входящей в качестве источника. В (1.4) векторы индукции **D** и напряженности **E** связаны в частотной области тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega)$ с тремя ненулевыми диагональными элементами: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp}(\omega)$ и $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\parallel}(\omega)$. Поскольку источник \mathbf{P}^{NL} направлен вдоль оптической оси y, он генерирует только необыкновенные терагерцовые волны (с $E_y \neq 0$).

1.3 Формализм решения

Найдем общий вид решений уравнений (1.4) для случаев фокусировки лазерного пучка в линию и пятно.

1.3.1 Фокусировка в линию

Вначале рассмотрим случай двумерного (2D) лазерного пучка — с m = 1 и $r_{\perp} = x$ в уравнении (1.2). В этом случае нелинейная поляризация \mathbf{P}^{NL} генерирует только три компоненты терагерцового поля: E_y , B_x и B_z . Спроецируем уравнения Максвелла (1.4) на выбранную систему координат (см. рис. 1.1) и применим к полученной системе уравнений преобразование Фурье по переменным t и x (ω и g — соответствующие фурьепеременные; \sim будет обозначать величины в пространстве Фурье). Исключая затем фурье-компоненты магнитного поля с помощью соотношений

$$\widetilde{B}_x = c(i\omega)^{-1}\partial \widetilde{E}_y/\partial z, \qquad \widetilde{B}_z = (cg/\omega)\widetilde{E}_y,$$
(1.5)

получим уравнение для фурье-компоненты электрического поля \widetilde{E}_y :

$$\frac{\partial^2 \widetilde{E}_y}{\partial z^2} + \kappa_l^2 \widetilde{E}_y = -\frac{4\pi\omega^2}{c^2} \widetilde{P}^{\rm NL},\tag{1.6}$$

где $\kappa_l^2 = \left(\omega/c\right)^2 \varepsilon_{\parallel} - g^2$ и

$$\widetilde{P}^{\rm NL}(\omega, g, z) = P_0 \widetilde{F}(\omega) \widetilde{G}(g, z) e^{-i\omega z/V}$$
(1.7)

с
$$\widetilde{F}(\omega) = \tau (2\sqrt{\pi})^{-1} e^{-\omega^2 \tau^2/4}$$
 и $\widetilde{G}(g,z) = a_0 (2\sqrt{\pi})^{-1} e^{-g^2 a^2(z)/4}$.

Применяя метод функции Грина, запишем решение уравнения (1.6) в виде

$$\widetilde{E}_{y}(\omega, g, z) = \frac{2\pi\omega^{2}}{i\kappa_{l}c^{2}} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \ \widetilde{P}^{\mathrm{NL}}(\omega, g, z')e^{-i\kappa_{l}|z-z'|}.$$
(1.8)

Для преобразования фурье-образа (1.8) к решению в переменных t и x используем обратное преобразование Фурье

$$E_y(t, x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg \ \widetilde{E}_y(\omega, g, z) e^{i\omega t - igx}$$
(1.9)

(с помощью аналогичных формул преобразуются и остальные компоненты терагерцового поля).

Чтобы вычислить полную терагерцовую энергию W_{2D} , излученную лазерным импульсом (на единицу длины вдоль оси y), пренебрежем поглощением (полагая ε_{\parallel} вещественным) и проинтегрируем z-компоненту вектора Пойнтинга $S_z = -c(4\pi)^{-1}E_yB_x$ на достаточно большом расстоянии $z \gg z_R$ по бесконечным интервалам $-\infty < x < \infty$ и $-\infty < t < \infty$:

$$W_{\rm 2D} = \iint_{-\infty}^{\infty} S_z \, dx dt. \tag{1.10}$$

Пренебрежение поглощением соответствует, например, практической ситуации, когда достаточно тонкий (толщиной < 1 мм) слой LiNbO₃ заключен между двумя согласующими кремниевыми призмами [66]. Подставляя выражение (1.9) и аналогичную формулу для B_x в (1.10) и используя представление дельта-функции

$$\delta(\eta - \eta \prime) = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\xi \ e^{i(\eta - \eta \prime)\xi},$$

приходим к окончательному выражению

$$W_{2D} = \frac{64\pi^4 z_R^2}{c^2 a_0^2} \int_0^\infty d\omega \int_0^{\omega\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}/c} dg \, \frac{\omega^3}{\kappa_l g^2} \left[\widetilde{P}^{\rm NL}(\omega, g, 0) \right]^2 \exp\left[-\frac{2(\kappa_l - \omega/V)^2 z_R^2}{g^2 a_0^2} \right].$$
(1.11)

1.3.2 Адиабатическое приближение

В приближении постоянной ширины (a = const) двумерного гауссового лазерного пучка и отсутствия дисперсии ($\varepsilon_{\parallel} = \text{const}$) генерируемые терагерцовые поля и терагерцовая энергия w_{2D} , излучаемая с единицы длины вдоль оси пучка z (на единицу длины вдоль оси y), могут быть найдены аналитически [28; 72]. В частности, энергия может быть записана как

$$w_{\rm 2D} = \frac{\pi^{3/2} (P_0 a \tau)^2}{\sqrt{2} c \tau_{\rm eff}^3 (\varepsilon_{\parallel} - n_g^2)^{1/2}},\tag{1.12}$$

где $\tau_{\text{eff}} = [\tau^2 + a^2(\varepsilon_{\parallel} - n_g^2)/c^2]^{1/2}$ — эффективная длительность оптического импульса. Чтобы найти полную терагерцовую энергию (на единицу длины вдоль оси y), излученную сфокусированным, т.е. с a(z), лазерным пучком, в работе [72] было предложено подставить функцию a(z) в уравнение (1.12), выразить энергию, излученную с элементарной длины dz, как $dW_{2D} = w_{2D}(z)dz$ и затем проинтегрировать dW_{2D} в бесконечных пределах $-\infty < z < \infty$. Такой приближенный (адиабатический) подход дает

$$W_{2D}^{ad} = \frac{2^{3/2} \pi^{5/2} z_R (P_0 a_0 \tau)^2}{a_0 \tau_{\min}^2 (\varepsilon_{\parallel} - n_g^2)},$$
(1.13)

где au_{\min} — минимальное значение au_{eff} при $a = a_0$.

Считая фиксированной энергию лазерного импульса накачки, т.е. полагая $P_0a_0\tau$ = const в уравнении (1.13), находим, что полная терагерцовая энергия в адиабатическом приближении $W_{\rm 2D}^{\rm ad}$, как функция ширины перетяжки лазерного пучка a_0 , достигает максимума при

$$a_0^{\max} = c\tau (\varepsilon_{\parallel} - n_g^2)^{-1/2}.$$
 (1.14)

Если же зафиксировать оптическую интенсивность ($P_0 = \text{const}$), то W_{2D}^{ad} монотонно растет с увеличением a_0 . При этом, однако, растет и эффективная длительность оптического импульса τ_{eff} , что приводит к смещению генерируемого спектра в область низких частот.

Чтобы обобщить адиабатическое приближение на среды с дисперсией, воспользуемся фурье-представлением электрического поля на черенковском клине от двумерного лазерного пучка постоянного поперечного размера (см. уравнение (27) в работе [28]), вычислим компоненту вектора Пойнтинга S_x и затем проинтегрируем её в бесконечных пределах $-\infty < t < \infty$. При этом получим интегральное представление для w_{2D} . Применяя далее описанный выше приближенный подход, приходим к следующему выражению для полной терагерцовой энергии, излученной сфокусированным лазерным пучком:

$$W_{2D}^{ad} = \frac{2^{3/2} \pi^{5/2} z_R (P_0 a_0 \tau)^2}{a_0} \int_0^\infty d\omega \ \frac{\omega \exp\left\{-\omega^2 \tau_{\min}^2(\omega)/2\right\}}{\varepsilon_{\parallel}(\omega) - n_g^2},\tag{1.15}$$

где $\tau_{\min}(\omega) = [\tau^2 + a_0^2(\varepsilon_{\parallel}(\omega) - n_g^2)/c^2]^{1/2}$. При $\varepsilon_{\parallel} = \text{const уравнение (1.15) сводится к урав$ нению (1.13).

Далее, при проведении конкретных расчетов, применимость адиабатического приближения будет проверена путем сравнения с результатами точного расчета на основе выражения (1.11).

1.3.3 Фокусировка в пятно

Перейдем теперь к рассмотрению случая трёхмерного (3D) лазерного пучка — с m = 2 и $r_{\perp} = (x^2 + y^2)^{1/2}$ в уравнении (1.2). При этом нелинейная поляризация \mathbf{P}^{NL} генерирует

пять компонент терагерцового поля: $E_{x,y,z}$ и $B_{x,z}$. Чтобы найти генерируемые поля, спроецируем уравнения (1.4) на оси выбранной системы координат (см. рис. 1.1) и применим преобразование Фурье по переменным t, x и y (ω, g и h—соответствующие фурьепеременные). Исключая фурье-компоненты электрического $\tilde{E}_{x,y,z}$ и магнитного \tilde{B}_x полей, получаем уравнение для \tilde{B}_z :

$$\frac{\partial^2 \tilde{B}_z}{\partial z^2} + \kappa_s^2 \tilde{B}_z = -\frac{4\pi\omega g}{c} \tilde{P}^{\rm NL},\tag{1.16}$$

где $\kappa_s^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon_{\parallel} - g^2 - h^2 \varepsilon_{\parallel}/\varepsilon_{\perp},$

$$\widetilde{P}^{\rm NL}(\omega, g, h, z) = p\widetilde{F}(\omega)\widetilde{G}(g, h, z)e^{-i\omega z/V}$$
(1.17)

и $\widetilde{G}(g,h,z) = a_0^2 (4\pi)^{-1} e^{-(g^2+h^2)a^2(z)/4}.$

Решение уравнения (1.16) может быть записано в виде

$$\widetilde{B}_{z}(\omega, g, h, z) = \frac{2\pi\omega g}{i\kappa_{s}c} \int_{-\infty}^{\infty} dz' \ \widetilde{P}^{\mathrm{NL}}(\omega, g, h, z') e^{-i\kappa_{s}|z-z'|}.$$
(1.18)

Остальные фурье-компоненты терагерцового поля находятся как

$$\widetilde{E}_x = -\frac{ch}{\omega\varepsilon_\perp}\widetilde{B}_z, \quad \widetilde{E}_y = \frac{\omega}{cg} \left(1 - \frac{c^2h^2}{\omega^2\varepsilon_\perp}\right)\widetilde{B}_z,$$
(1.19a)

$$\widetilde{E}_z = \frac{ch}{ig\omega\varepsilon_\perp} \frac{\partial B_z}{\partial z}, \quad \widetilde{B}_x = \frac{1}{ig} \frac{\partial B_z}{\partial z}.$$
(1.19b)

Для трансформации фурье-образов (1.18), (1.19) к решению в переменных t, x, y применяем обратное преобразование Фурье вида

$$B_z(t, x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg \int_{-\infty}^{\infty} dh \ \widetilde{B}_z e^{i\omega t - igx - ihy}.$$
 (1.20)

Чтобы рассчитать полную излученную терагерцовую энергию W_{3D} , используем тот же подход, что и в двумерном случае (см. 1.3.1), но с дополнительным интегрированием *z*-компоненты вектора Пойнтинга S_z по переменной *y* в бесконечных пределах $(-\infty < y < \infty)$:

$$W_{3\mathrm{D}} = \iiint_{-\infty}^{\infty} S_z \, dx dy dt =$$

$$= \frac{64\pi^5 z_R^2 \varepsilon_{\perp}^{1/2}}{a_0^2 \varepsilon_{\parallel}^{3/2}} \int_0^{\infty} d\omega \int_0^{\omega\sqrt{\varepsilon_{\parallel}}/c} dK \int_0^{2\pi} d\varphi \, K \frac{\omega(\kappa_s^2 + g^2)}{\kappa_s(h^2 + g^2)} \times \left[\widetilde{P}^{\mathrm{NL}}(\omega, g, h, 0) \right]^2 \exp\left[-\frac{2(\kappa_s - \omega/V)^2 z_R^2}{(h^2 + g^2)a_0^2} \right]. \quad (1.21)$$

В (1.21) введены новые переменные K, φ с помощью соотношений $g = K \cos \varphi$ и $h = K \sin \varphi (\varepsilon_{\perp} / \varepsilon_{\parallel})^{1/2}$. Использование этих переменных упрощает численное интегрирование выражения (1.21).

1.4 Анализ и результаты: LiNbO₃ с ИК накачкой

Применим разработанную в предыдущем п. 1.3 общую теорию к практически интересному конкретному случаю — генерации терагерцового излучения в кристалле LiNbO₃ импульсами фемтосекундного лазера ближнего инфракрасного (ИК) диапазона. Для определенности будем использовать показатели преломления ниобата лития $n_p = 2,16$ и $n_g = 2,23$, соответствующие длине волны $\lambda \approx 0,8$ мкм титан-сапфирового лазера [78]. В тоже время, значения показателей преломления являются почти такими же ($n_p = 2,15$ и $n_g = 2,2$ [79]) и на длине волны $\lambda \approx 1,05$ мкм иттербиевого лазера. Таким образом, полученные ниже результаты справедливы для накачки ниобата лития любым фемтосекундным лазером ближнего ИК диапазона.

Диэлектрическую проницаемость кристалла LiNbO₃ в терагерцовом диапазоне частот будем описывать формулой с одним фононным резонансом

$$\varepsilon_{\parallel,\perp} = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})\omega_{\rm TO}^2}{\omega_{\rm TO}^2 - \omega^2 + i\nu\omega}$$
(1.22)

с параметрами, приведенными в таблице 1.

Табл. 1. Параметры функций, описывающих диэлектрические проницаемости $\varepsilon_{\parallel,\perp}$ кристалла LiNbO₃ [78; 80—83].

$\varepsilon_{\parallel,\perp}$	ε_{∞}	ε_0	$\omega_{\mathrm{TO}}/(2\pi)$ (ТГц)	$\nu/(2\pi)$ (ТГц)
ε	10 20	24,4	7,44	1,3 0.5
ΞŢ	20	44	$_{4,0}$	0,5

Формула (1.22) будет использована в численных расчетах моментальных снимков, осциллограмм и соответствующих спектров терагерцового излучения. При расчете терагерцовой энергии будем использовать формулу (1.22) с $\nu = 0$. В бездисперсионном адиабатическом приближении (см. (1.13)) будем использовать действительное постоянное значение $\varepsilon_{\parallel} = 24,66$, которое следует из уравнения (1.22) при подстановке $\omega/(2\pi) = 1$ ТГц и $\nu = 0$ [83]. Нелинейный коэффициент кристалла LiNbO₃ возьмем равным $d_{33} = 168$ пм/В [78] и для перевода из СИ в СГС будем использовать соотношение d_{33} [см/СГСЭ] $= d_{33}$ [пм/В] $\cdot 3 \times 10^{-8}/(4\pi)$.

1.4.1 Двумерный случай

На рис. 1.2 приведены результаты численных расчетов на основе формул (1.8) и (1.9). На рис. 1.2а представлена картина поля излучения (черенковский клин) от остро сфокусированного двумерного пучка. Угол раскрыва черенковского клина α составляет приблизительно 27° в соответствии с формулой сtg $\alpha = (\varepsilon_0/n_q^2 - 1)^{1/2}$ [28]. Нетрудно видеть,



Рис. 1.2. Двумерный случай (фокусировка в линию). а) Моментальный снимок электрического поля $E_y(t,x,z)$ при $a_{0\text{FWHM}} = 10$ мкм, $\tau_{\text{FWHM}} = 150$ фс и $I_0 = 100 \text{ ГВт/см}^2$. Оранжевая область показывает лазерный пучок. Штриховыми линиями показаны траектории терагерцовых волн, распространяющихся от оси лазерного пучка к точкам 1–4, расположенным на расстоянии x = 1 мм от оси. б) Осциллограммы терагерцового поля в точках 1–4. в) Соответствующие амплитудные спектры.

что распределение электрического поля вдоль клина является неоднородным. При этом поле максимально не на том участке клина, который был излучен из перетяжки пучка накачки, а на участке, расположенном ближе к лазерному импульсу. Это объясняется влиянием сильного поглощения терагерцовых волн в кристалле LiNbO₃. Действительно, хотя излученное из перетяжки поле и сильнее полей, излученных последующими участками лазерного пучка, оно проходит бо́льшее расстояние до клина (см. рис. 1.2a) и, следовательно, испытывает бо́льшее поглощение.

На практике для снижения влияния терагерцового поглощения в кристалле LiNbO₃ на его боковой поверхности размещают согласующую кремниевую призму для вывода излучения в свободное пространство [58-61; 66; 67]. Чтобы смоделировать эту ситуацию, были рассчитаны осциллограммы терагерцового поля в четырех разных точках, отстоящих от оси пучка на одинаковое (1 мм) расстояние, но смещенных вдоль этой оси (рис. 1.26). Поля в указанных точках, в основном, создаются волнами, бегущими от оси пучка под черенковским углом, т.е. вдоль нормали к клину (соответствующие траектории показаны штриховыми линиями на рис. 1.2а). Наибольшая абсолютная величина поля соответствует точке 1, через которую проходит волна, излученная из перетяжки пучка. Осциллограмма в точке 1 содержит больше осцилляций поля, чем осциллограммы в других точках. Это можно объяснить эффектом дисперсионного расплывания. Действительно, параметр $\tau_{\rm eff}$ минимален в перетяжке пучка, поэтому излученная из перетяжки волна имеет наиболее широкий частотный спектр (рис. 1.2в) и, следовательно, испытывает наиболее сильное дисперсионное расплывание. Влияние данного эффекта выражено слабее на осциллограмме в точке 2 и пренебрежимо мало для волн с узким спектром, проходящих через точки 3 и 4. Заметим, что форма последней осциллограммы хорошо согласуется с той, что получается в рамках приближения $\varepsilon_{\parallel} = {\rm const}, a = {\rm const}$ и имеет вид производной от огибающей оптической интенсивности $F(\xi)$ с $\tau = \tau_{\text{eff}}$ [28].

Чтобы исследовать как степень фокусировки пучка накачки влияет на терагерцовый выход, была построена зависимость полной излученной терагерцовой энергии W_{2D} (на единицу длины вдоль оси y) от размера перетяжки пучка a_{0FWHM} при различных τ_{FWHM} и фиксированной энергии оптического импульса $W_{opt} = \pi (4 \ln 2)^{-1} I_0 a_{0FWHM} \tau_{FWHM} = \text{const}$ (рис. 1.3). Как видно из рис. 1.3, для каждой длительности τ_{FWHM} существует свой оптимальный размер перетяжки, при котором терагерцовая энергия достигает максимума. Оптимальный размер a_{0FWHM} растет при увеличении τ_{FWHM} , причем его значение хорошо согласуется с выражением (1.14). Более того, зависимости $W_{2D}(a_{0FWHM})$, построенные на основе точной формулы (1.11) и приближенных выражений (1.13) и (1.15) практически совпадают, как в бездисперсионном приближении (с ε_{\parallel} , взятой при 1 ТГц), так и при учете дисперсии (с $\nu = 0$). При этом влияние дисперсии становится заметным лишь при достаточно коротких импульсах и острой фокусировке.

Таким образом, можно сделать вывод, что адиабатическое приближение работает хорошо для кристалла LiNbO₃ при типичных параметрах оптической накачки. Наличие максимума у зависимости $W_{2D}(a_{0FWHM})$ при фиксированной энергии оптического импульса можно объяснить конкуренцией следующих факторов. С одной стороны, повышение сте-



Рис. 1.3. Терагерцовая энергия W_{2D} (нормированная на энергию оптического импульса $W_{opt} = 3,4$ мкДж/см) как функция a_{0FWHM} при различных τ_{FWHM} . Зависимости построены на основе точного расчета и с использованием адиабатического приближения, как с учетом, так и без учета дисперсии (см. обозначения на рис.).

пени фокусировки лазерного пучка приводит к увеличению оптической интенсивности и расширению спектра генерируемого излучения. Оба этих фактора увеличивают энергию излучения. С другой стороны, при более острой фокусировке становится короче длина излучающей области лазерного пучка, что уменьшает терагерцовую эмиссию.

1.4.2 Трёхмерный случай

На рис. 1.4 приведены результаты численных расчетов на основе формул (1.18) и (1.20). На рис. 1.4а показаны сечения черенковского конуса, излученного трехмерным (сфокусированным в пятно) лазерным пучком. Сечения имеют вытянутую вдоль оси x форму, что объясняется анизотропией диэлектрической проницаемости (см. (1.22)). Неоднородное распределение электрического поля по сечениям конуса связано с ориентацией вектора $\mathbf{P}^{\rm NL}$ в направлении оси y.

На рис. 1.46 представлены осциллограммы терагерцовых волн в тех же точках, что и в двумерном случае (см. рис. 1.26). Несмотря на ту же оптическую интенсивность терагерцовое поле на рис. 1.46 на порядок слабее, чем на рис. 1.26. Это можно объяснить расходимостью черенковского конуса не только в x направлении (как на рис. 1.26), но также и в y направлении. Интересно, что осциллограммы на рис. 1.46 близки по форме к производным осциллограмм на рис. 1.26 и, следовательно, ко второй производной от временной огибающей $F(\xi)$ оптического импульса. Терагерцовые спектры в трехмерном случае (рис. 1.4в) смещены в область высоких частот, а их низкочастотные части подавлены по сравнению с двумерным случаем (рис. 1.2в).

На рис. 1.5 показана зависимость полной излученной терагерцовой энергии W_{3D} от размера перетяжки лазерного пучка a_{0FWHM} для различных длительностей τ_{FWHM} и фиксированной энергии оптического импульса $W_{opt} = \pi^{3/2} (4 \ln 2)^{-3/2} I_0 a_{FWHM}^2 \tau_{FWHM} = \text{const.}$ Так же, как и на рис. 1.3, для каждой длительности τ_{FWHM} существует оптимальный размер перетяжки a_{0FWHM} , при котором энергия W_{3D} достигает максимального значения. Однако этот оптимальный размер при тех же длительностях τ_{FWHM} меньше, чем в двумерном случае (рис. 1.3).

1.5 Экспериментальная проверка

Для проверки сделанных в п. 1.4 теоретических предсказаний был проведен эксперимент по измерению генерируемой терагерцовой энергии при различных размерах перетяжки пучка накачки. Схема эксперимента представлена на рис. 1.6. Терагерцовое излучение генерировалось в слое стехиометрического LiNbO₃ (легированного оксидом магния



Рис. 1.4. Трехмерный случай (фокусировка в пятно). а) Моментальные снимки электрического поля $E_y(t,x,z)$ в сечениях z = 0, 1 и 2 мм (лазерный импульс находится в сечении z = 2,5 мм) для $a_{0\text{FWHM}} = 10$ мкм, $\tau_{\text{FWHM}} = 150$ фс и $I_0 = 100$ ГВт/см². б) Терагерцовые осциллограммы в точках 1–4 (см. рис. 1.2а). в) Соответствующие амплитудные спектры.



Рис. 1.5. Терагерцовая энергия W_{3D} (нормированная на энергию оптического импульса $W_{opt} = 1,1$ нДж) как функция a_{0FWHM} при различных τ_{FWHM} .



Рис. 1.6. Схема экспериментальной установки.

(MgO) 1,3 моль %) толщиной 2 мм и поперечными размерами 10×10 мм², прикрепленном к срезанной под черенковским углом 41° кремниевой призме, обеспечивающей вывод терагерцового излучения в свободное пространство [61]. Оптическая [001] ось кристалла LiNbO₃ ориентирована в плоскости слоя (рис. 1.6), поляризация пучка накачки выбиралась вдоль оптической оси. В качестве накачки использовался Ti:sapphire осциллятор (Tsunami, Spectra-Physics), генерирующий импульсы с центральной длиной волны 800 нм, длительностью (FWHM) 81 фс, энергией 6 нДж и частотой повторения 80 МГц. С помощью экспандера диаметр лазерного пучка увеличивался в два раза, до ≈ 2 мм, после чего фокусировался сферической линзой внутрь слоя LiNbO₃ через его входную грань. Благодаря фокусировке в пятно достигалась необходимая для нелинейно-оптического выпрямления высокая оптическая интенсивность даже при использовании неусиленных лазерных импульсов. Чтобы получить различные размеры фокального пятна, применялись линзы с различными фокусными расстояниями — 25,4, 50, 75, 100, 125, 150, 200 и 250 мм. Размер фокального пятна измерялся с помощью CCD камеры, помещенной в фокальную плоскость линзы. Положение фокуса в в слое LiNbO₃ оптимизировалось для достижения максимального терагерцового выхода путем смещения фокусирующей линзы вдоль оси лазерного пучка. Энергия терагерцового излучения измерялась с помощью ячейки Голея, входное окно которой размещалось на расстоянии ~ 1 см от выходной грани кремниевой призмы.

На рис. 1.7 представлена полученная экспериментально зависимость терагерцовой энергии от размера фокального пятна. Зависимость имеет максимум, что согласуется с изложенными выше теоретическими представлениями. Однако положение максимума экспериментальной кривой существенно отличается от максимума соответствующей теоретической кривой для $\tau_{\rm FWHM} = 100$ фс. (Выбор этой теоретической кривой для сравнения связан с дисперсионным расплыванием лазерного импульса на 10 мм дистанции в LiNbO₃ от 81 фс до ≈ 120 фс при средней длительности ≈ 100 фс.) Расхождение между кривыми можно объяснить двумя основными факторами: а) частотно-зависимым поглощением терагерцовых волн при распространении в LiNbO₃ до границы с кремниевой призмой и б) лишь частичным перехватом расходящегося терагерцового пучка (с расходимостью, зависящей как от размера фокального пятна, так и от частоты) ячейкой Голея (рис. 1.6).

Для учета указанных факторов теоретическая модель была модифицирована следующим образом. Чтобы учесть затухание терагерцовых волн, в подынтегральное выражение формулы (1.21) был добавлен множитель $\exp \{2\omega \text{Im}[\varepsilon(\omega)]L_a/c\}$, где длина затухания L_a , т.е. расстояние, которое проходят терагерцовые волны в LiNbO₃ от оси лазерного пучка до границы с кремниевой призмой, оценивалась как $L_a \sim 250$ мкм, а для $\varepsilon(\omega)$ использовалась формула (1.22) с параметрами, указанными в табл. 1. Введенный экспоненциальный множитель в большей степени подавляет высокочастотные компоненты терагерцового поля. Поскольку именно высокие частоты обеспечивают рост терагерцовой энергии при уменьшении размера фокального пятна, то введенный множитель должен, очевидно, приводить к сдвигу максимума теоретической кривой в область больших размеров фокального пятна, что и наблюдается на рис. 1.7 (кривая «модиф. теория: поглощение»).



Рис. 1.7. Экспериментальная зависимость терагерцовой энергии от размера фокального пятна (большие точки), теоретическая кривая для $\tau_{\rm FWHM} = 100$ фс с рис. 1.5 (штриховая линия) и модифицированная теоретическая кривая (сплошная линия). Две другие кривые показывают вклады от терагерцового поглощения (штрих-пунктирная линия) и расходимости терагерцового пучка (пунктирная линия).

Чтобы учесть расходимость терагерцового пучка в плоскости, перпендикулярной оси [001] (рис. 1.6), будем рассматривать каждую спектральную компоненту пучка как двумерный гауссов пучок ширины $2z_{R}$. Каждая компонента распространяется в кремниевой призме в среднем на 3 мм, преломляется на границе кремний-воздух и распространяется ещё на 1,5 см в свободном пространстве до входного окна ячейки Голея. Для расчета размера терагерцового пучка в плоскости входного окна применяем формализм ABCD матрицы. Вычисляя далее отношение радиуса окна ячейки Голея (≈ 5 мм) к найденной ширине терагерцового пучка, используем это отношение в качестве весового множителя для корректировки вклада каждой спектральной компоненты в формулу для энергии (1.21). Поскольку расходимость терагерцового пучка увеличивается с уменьшением $z_R \propto a_0^2$, данный фактор также смещает положение максимума теоретической кривой в область бо́льших размеров фокального пятна (кривая «модиф. теория: расходимость» на рис. 1.7). Расходимость терагерцового пучка в плоскости, параллельной оси [001], не оказывает существенного влияния на положение максимума кривой. В этой плоскости пучок сильно расходится (из-за малости размера *a*₀ излучающей области), и расходимость практически не зависит от a_0 при $a_0 \leq 30$ мкм.

Результаты, полученные с учетом обоих указанных факторов, представлены в виде кривой «модиф. теория» на рис. 1.7. Положение максимума этой кривой хорошо согласуется с экспериментальными данными. Таким образом, можно заключить, что факторы частотно-зависимого поглощения и дифракционной расходимости терагерцового пучка действительно существенны в эксперименте. Расхождение крыльев экспериментальной и теоретической кривых при больших (> 30 мкм) размерах фокального пятна на рис. 1.7 можно объяснить обрезанием излучающей области лазерного пучка границами слоя LiNbO₃. Действительно, при $a_{0FWHM} > 30$ мкм конфокальный параметр $2z_R$ становится сравнимым с длиной (1 см) слоя LiNbO₃, а при $a_{0FWHM} > 40$ мкм даже превышает её. При этом в слой убирается лишь часть излучающей области пучка, что уменьшает терагерцовый выход.

1.6 Выводы

Таким образом, разработанная в данной главе строгая теория черенковского излучения терагерцовых волн ультракороткими лазерными импульсами подтверждает существование оптимальной ширины перетяжки лазерного пучка, при которой энергия терагерцового излучения достигает максимума. При фокусировке лазерного пучка в линию оптимальная ширина перетяжки больше, чем при фокусировке в пятно. В обоих случаях оптимальная ширина возрастает с увеличением длительности лазерного импульса.

Для сфокусированных в линию пучков и типичных экспериментальных условий накачки кристалла LiNbO₃ импульсами титан-сапфирового или иттербиевого лазера хорошо работает адиабатическое приближение, основанное на суммировании энергий от отдельных участков пучка.

Для случая фокусировки лазерного пучка в пятно в часто используемой экспериментальной схеме с прикрепленной к кремниевой призме пластинкой LiNbO₃ факторы частотно-зависимого поглощения терагерцовых волн в ниобате лития и дифракционной расходимости генерируемого терагерцового пучка приводят к увеличению оптимальной ширины перетяжки.

Глава 2. Терагерцовое излучение от движущейся области магнетизации в слое магнитооптического материала

2.1 Введение

Сверхбыстрое управление магнитным порядком в веществе с помощью света — новая и быстроразвивающаяся область исследований. Интерес к сверхбыстрым оптомагнитным явлениям резко возрос после наблюдения субпикосекундного размагничивания в тонкой никелевой (Ni) пленке после её возбуждения 60 фс лазерным импульсом [84]. Вскоре эта работа была подкреплена рядом других наблюдений сверхбыстрого изменения намагниченности в различных материалах после возбуждения фемтосекундными лазерными импульсами [85; 86]. Из-за сильно неравновесного характера процессов, протекающих в результате ультракороткого воздействия лазерной накачки, механизм фемтомагнетизма остается еще недостаточно хорошо изученным. Так, наблюдение сверхбыстрого размагничивания ферромагнетиков [84] и переориентация спинов в антиферромагнетиках [87] были интерпретированы как результат быстрого нагрева материала лазерными импульсами [86]. Потенциальные применения тепловых эффектов включают, например, оптическое манипулирование намагниченностью в ферримагнитных металлических сплавах [88]. Существование нетепловых оптомагнитных эффектов, в частности, оптически индуцированных спиновых колебаний в редкоземельных ортоферритах [89] и обращения намагниченности в ферримагнитных сплавах [90], также было установлено экспериментально. В качестве механизма нетепловых эффектов рассматривается обратный эффект Фарадея (ОЭФ) — квадратичный нелинейно-оптический эффект, состоящий в генерации постоянной намагниченности циркулярно-поляризованным светом.

Для квазимонохроматического света этот эффект был предсказан Питаевским на основе феноменологических представлений еще в 1960 году [91], а его квантово-механическая теория была разработана Першаном в 1963 году [92]. Согласно теории ОЭФ величина этого эффекта определяется тем же параметром — константой Верде, что и вращение поляризации света в намагниченной среде (прямой эффект Фарадея). Вскоре после предсказания ОЭФ был подтвержден экспериментально для сравнительно длинных (30 нс) лазерных импульсов [93]. Однако механизм сверхбыстрого (на субпикосекундных временах) ОЭФ не ясен и является предметом активного обсуждения в настоящее время [94—96].

Основные экспериментальные методы исследования сверхбыстрых оптомагнитных явлений включают метод накачки-зондирования (pump-probe) [85] и терагерцовую эмиссионную спектроскопию, т.е. измерение терагерцового излучения из оптически возбужденных материалов [97—101]. В типичном оптомагнитном эксперименте наблюдаются колебания намагниченности, продолжающиеся в течение длительного времени после окончания субпикосекундного лазерного импульса накачки. Поскольку в этом случае измеряется лишь последействие оптического возбуждения, а не сама переходная ОЭФ-намагниченность, такой эксперимент дает только косвенную информацию о сверхбыстром ОЭФ. Хотя детальный механизм возбуждения колебаний не вполне ясен, считается, что важную роль в нем играет ОЭФ: за счет ОЭФ создается эффективное магнитное поле, которое оказывает толчок на спины [102].

В недавней работе [103] для исследования сверхбыстрого ОЭФ был предложен новый метод терагерцовой эмиссионной спектроскопии, основанный на регистрации терагерцового черенковского излучения от движущегося импульса ОЭФ-намагниченности. В данном методе циркулярно-поляризованный лазерный импульс накачки распространяется в магнитооптическом материале и создает сверхбыструю намагниченность за счет ОЭФ. Намагниченность движется с групповой скоростью оптического импульса и излучает, подобно релятивистскому магнитному диполю, черенковский конус терагерцовых волн. (Данное излучение является аналогом черенковского излучения терагерцовых волн нелинейной поляризацией, индуцированной ультракоротким лазерным импульсом в электрооптическом материале.) Регистрация и анализ излученной терагерцовой волновой формы позволяют получить информацию о сверхбыстрой намагниченности и, следовательно, об ОЭФ. В частности, полярность терагерцового импульса чувствительна к знаку постоянной Верде, что позволяет сделать вывод о природе — диамагнитной или парамагнитной — сверхбыстрого отклика, в отличие от метода pump-probe, где выходной сигнал пропорционален квадрату постоянной Верде и не несет такой информации. По амплитуде черенковской волновой формы можно определить значение постоянной Верде в сверхбыстром режиме.

Высказанная в работе [103] идея вскоре была экспериментально реализована с использованием структуры, состоящей из тонкого (толщиной 35 мкм) слоя LiNbO₃, расположенного между толстым (толщиной 2 мм) слоем тербий-галлиевого граната (TGG) и кремниевой согласующей призмой [104]. Лазерный импульс накачки распространялся в слое TGG вдоль его границы с LiNbO₃ и излучал черенковский клин терагерцовых волн в кремниевую призму, которая использовалась для вывода терагерцового излучения в свободное пространство (тонкий слой LiNbO₃ использовался для калибровки). В результате в работе [104] было показано, что сверхбыстрый ОЭФ в TGG имеет парамагнитную природу вопреки некоторым теоретическим представлениям [96], а измеренное значение постоянной Верде кристалла TGG в сверхбыстром режиме существенно отличается от значения, полученного при измерениях методом ритр-ргоbe [96; 105].

Теоретическое описание терагерцовой эмиссии из сэндвич-структуры в работе [104] выполнено в приближении бесконечно длинной структуры, т.е. без учета переходных эффектов на входной границе кристалла TGG [103]. Между тем, анализ экспериментальных данных показал, что часть зарегистрированного сигнала может быть отнесена к переходному излучению [104]. Полезно было бы сравнить результаты эксперимента с более точной теорией, учитывающей переходные эффекты. Однако разработка такой теории для сэндвич-структуры конечной длины осложняется неоднородностью структуры по двум направлениям.

В данной главе предлагается иная схема реализации черенковской терагерцовой эмиссионной спектроскопии, в которой лазерный импульс распространяется поперек магнитооптического слоя. Благодаря более простой геометрии такая схема допускает теоретическое описание, учитывающее как черенковское, так и переходное излучения. Кроме того, предлагаемая схема представляется более удобной для практической реализации, чем схема с сэндвич-структурой [104], так как не требует полировки тонких боковых граней кристалла TGG и менее требовательна к настройке.

Результаты главы опубликованы в работах [А2], [А13], [А14], [А15].

2.2 Схема генерации и модель

Схема генерации представлена на рис. 2.1. Фемтосекундный лазерный импульс круговой поляризации, сфокусированный цилиндрической линзой вдоль оси x, распространяется (в z направлении) в слое (0 < z < L) магнитооптического материала и индуцирует сверхбыструю намагниченность за счет ОЭФ. Намагниченность движется вместе с лазерным импульсом с оптической групповой скоростью $V = c/n_g$, где n_g – оптический групповой индекс. Если V превышает фазовую скорость терагерцовых волн в данной среде $c/n_{\rm THz}$ ($n_{\rm THz}$ — терагерцовый показатель преломления), т.е. $n_q < n_{\rm THz}$, то намагниченность излучает терагерцовые волны за счет черенковского механизма. Предполагая, что размер лазерного пучка вдоль оси и много больше терагерцовой длины волны (например, составляет несколько миллиметров), можно приближенно считать намагниченность неограниченной вдоль оси у. Такой нитевидный источник генерирует двумерное (не зависящее от y) терагерцовое поле, т.е. черенковский клин (а не конус) терагерцовых волн. Фокусировка в линию, в сравнении с фокусировкой в пятно, позволяет увеличивать мощность оптической накачки и, в тоже время, удерживать оптическую интенсивность ниже порога разрушения материала за счет увеличения длины источника. Таким образом, данная геометрия позволяет усилить терагерцовый сигнал. Кроме того, генерируемый нитевидным источником черенковский клин терагерцовых волн имеет практически плоский фронт, более удобный для детектирования. Для вывода терагерцового излучения в свободное пространство в схеме используется трапецевидная сапфировая призма с выходными гранями, параллельными терагерцовым волновым фронтам (угол среза призмы α будет определен ниже). На практике вместо трапецевидной призмы могут быть использованы две треугольные призмы (или даже одна — для детектирования только половины черенковского клина), как показано штриховыми линиями на рис. 2.1.

Пренебрегая искажением оптического импульса из-за дифракционной расходимости, дисперсионного расплывания и нелинейных эффектов, таких, например, как самофо-



Рис. 2.1. Схема генерации и вывода терагерцового черенковского излучения.
кусировка, запишем огибающую оптической интенсивности, в виде заданной функции локального времени $\xi = t - z/V$ и поперечной координаты x:

$$I(\xi, x) = I_0 F(\xi) G(x).$$
(2.1)

Временну́ю огибающую $F(\xi)$ и поперечный профиль G(x) будем считать гауссовыми функциями:

$$F(\xi) = e^{-\xi^2/\tau^2}, \quad G(x) = e^{-x^2/a^2}$$
 (2.2)

с длительностью импульса τ и поперечным размером $a (\tau_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2}\tau, a_{\text{FWHM}} = 2\sqrt{\ln 2}a).$

Пренебрежение дифракционной расходимостью оправдано для пучка Ti:sapphire лазера ($\lambda = 800$ нм) с $a_{\rm FWHM} \approx 30{-}50$ мкм в слое TGG ($n_{\rm opt} = 1.95$ [106; 107]), если толщина слоя L меньше длины Рэлея пучка ~ 1–3 см. Чтобы оценить дисперсионное уширение Ti:sapphire лазерного импульса в TGG, воспользуемся уравнением Зельмайера для показателя преломления TGG [106; 107]. Импульс с типичной длительностью $\tau_{\rm FWHM} = 100$ фс расширяется до ≈ 106 фс после прохождения 5 мм в TGG. Следовательно, для кристалла толщиной несколько миллиметров дисперсионным уширением можно пренебречь. При необходимости использовать более короткие импульсы (например, для исследования времени отклика среды), их можно предварительно чирпировать для уменьшения эффекта дисперсионного расплывания и увеличения терагерцового выхода [108; 109]. Для оценки эффекта керровской нелинейности подсчитаем В-интеграл [110]. Для кристалла TGG с нелинейным показателем преломления $n_2 \approx 1.7 \times 10^{-6} \text{ см}^2/\Gamma\text{Br}$ (см., например, https://www.northropgrumman.com/BusinessVentures/SYNOPTICS/Products/ SpecialtyCrystals/Documents/pageDocs/TGG.pdf) и $I_0 = 150~\Gamma {
m Bt/cm^2}~B$ -интеграл достигает значения ≈ 3, при котором нелинейные эффекты становятся существенными, на длине $L \approx 2$ мм. Таким образом пренебрежение искажением лазерного импульса в слое TGG обосновано при $L \lesssim 2$ мм.

Нелинейную намагниченность, индуцированную лазерным импульсом в магнитооптическом материале за счет ОЭФ, запишем в виде [92]

$$\mathbf{M}^{\mathrm{NL}} = \pm \hat{\mathbf{z}} m F(\xi) G(x) \Pi(z), \quad m = \mathcal{V} \omega_{\mathrm{opt}}^{-1} I_0, \tag{2.3}$$

где функция $\Pi(z) = 1$ внутри слоя (0 < z < L) и $\Pi(z) = 0$ вне, \mathcal{V} – постоянная Верде, ω_{opt} – оптическая частота, а верхний или нижний знак берется для правой или левой круговой поляризации накачки соответственно. Для линейно поляризованной накачки $\mathbf{M}^{\mathrm{NL}} = 0$. Согласно уравнению (2.3) намагниченность представляет собой импульс с гауссовыми поперечным и продольным профилями, движущийся внутри слоя 0 < z < L со скоростью V.

2.3 Формализм решения

Чтобы найти терагерцовое излучение, генерируемое движущейся намагниченностью $\mathbf{M}^{\mathrm{NL}}(\xi, x, z)$, применим преобразование Фурье по переменным t и x (ω и g — соответствую-

щие фурье-переменные; ~ обозначает величины в фурье-области) к уравнениям Максвелла и запишем их в виде

$$\nabla_g \times \widetilde{\mathbf{E}} = -\frac{i\omega}{c} \mu \widetilde{\mathbf{H}} - \frac{4\pi i\omega}{c} \widetilde{\mathbf{M}}^{\mathrm{NL}}, \qquad \nabla_g \times \widetilde{\mathbf{H}} = \frac{i\omega}{c} \varepsilon \widetilde{\mathbf{E}}, \qquad (2.4)$$

где оператор ∇_g имеет компоненты $(-ig, 0, \partial/\partial z)$, а диэлектрическая $\varepsilon(z)$ и магнитная $\mu(z)$ проницаемости равны ε_s и μ_s внутри слоя (0 < z < L), ε_p и 1 в призме (z > L) и 1 в свободном пространстве (z < 0). В уравнении (2.4)

$$\widetilde{\mathbf{M}}^{\mathrm{NL}}(\omega, g, z) = \pm \hat{\mathbf{z}} m \widetilde{F}(\omega) \widetilde{G}(g) \Pi(z) \exp(-i\omega z/V)$$
(2.5)

с $\tilde{F}(\omega) = \tau (2\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-\omega^2 \tau^2/4)$ и $\tilde{G}(g) = a(2\sqrt{\pi})^{-1} \exp(-g^2 a^2/4)$. Проецируя уравнения (2.4) на оси координат (см. рис. 2.1) и исключая \tilde{H}_x и \tilde{H}_z , получаем уравнение для фурье-образа электрического поля \tilde{E}_y (для правой круговой поляризации оптической накачки)

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial z^2} + \kappa^2 \tilde{E}_y = -\frac{4\pi\omega gm}{c} \tilde{F}(\omega) \tilde{G}(g) \Pi(z) e^{-i\omega z/V}, \qquad (2.6)$$

где $\kappa^2 = (\omega n/c)^2 - g^2$ и $n(z) = (\varepsilon \mu)^{1/2}$ — показатель преломления. Решение уравнения (2.6) в областях однородности (свободном пространстве, слое, призме) может быть представлено в виде

$$\widetilde{E}_{y} = \begin{cases}
C_{f} e^{i\kappa_{f}z}, & z < 0, \\
\sum_{\pm} C_{\pm} e^{\mp i\kappa_{s}z} + A e^{-i\omega z/V}, & 0 < z < L, \\
C_{p} e^{-i\kappa_{p}(z-L)}, & z > L,
\end{cases}$$
(2.7)

где κ_f — это κ при n = 1, κ_s — при $n_s = (\varepsilon_s \mu_s)^{1/2}$ и κ_p — при $n_p = \varepsilon_p^{1/2}$. В уравнении (2.7) член $Ae^{-i\omega z/V}$ с амплитудой

$$A = -\frac{4\pi cgm}{\omega (c^2 \kappa_s^2 / \omega^2 - n_q^2)} \widetilde{F}(\omega) \widetilde{G}(g)$$
(2.8)

представляет собой вынужденное решение. Чтобы найти амплитуды C_f , C_{\pm} и C_p свободных решений, сошьем решения (2.7) на входной (z = 0) и выходной (z = L) границах слоя условиями непрерывности \tilde{E}_y и \tilde{H}_x . В практически интересном случае L > 100 мкм, когда длительность терагерцового импульса меньше времени пробега импульсом двойной толщины слоя, сшивать решения на границах z = 0 и z = L можно независимо. Это упрощает процедуру решения, поскольку позволяет положить $C_- = 0$ при сшивке волн на границе z = 0. В результате получим

$$C_f = \frac{\kappa_s - \omega/V}{\mu_s \kappa_f + \kappa_s} A, \qquad C_+ = -\frac{\mu_s \kappa_f + \omega/V}{\mu_s \kappa_f + \kappa_s} A, \qquad (2.9a)$$

$$C_{-} = \frac{\kappa_s - \mu_s \kappa_p}{\mu_s \kappa_p + \kappa_s} C_{+} e^{-i2\kappa_s L} + \frac{\omega/V - \mu_s \kappa_p}{\mu_s \kappa_p + \kappa_s} A e^{-i(\kappa_s + \omega/V)L}, \qquad (2.9b)$$

$$C_p = \frac{2\kappa_s}{\mu_s\kappa_p + \kappa_s}C_+ e^{-i\kappa_s L} + \frac{\kappa_s + \omega/V}{\mu_s\kappa_p + \kappa_s}Ae^{-i\omega L/V}.$$
(2.9c)

Чтобы перейти от полученного решения в фурье-области (2.7)–(2.9) к решению в переменных t, x, используем обратное преобразование Фурье вида

$$E_y(t,x,z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dg \ e^{i\omega t - igx} \widetilde{E}_y(\omega,g,z).$$
(2.10)

2.4 Расчет для кристалла TGG

Применим полученные в п. 2.3 общие формулы к конкретному случаю, когда структура, состоящая из слоя TGG и сапфировой призмы (рис. 2.1), возбуждается излучением титан-сапфирового лазера с центральной длиной волны 800 нм, длительностью импульса $\tau_{\rm FWHM} = 100$ фс, шириной пучка $a_{\rm FWHM} = 50$ мкм и интенсивностью $I_0 = 177$ ГВт/см² (такая пиковая интенсивность соответствует энергии импульса 100 мкДж/см, отнесенной к единице длины вдоль оси y). Для TGG будем использовать следующие параметры в терагерцовом диапазоне частот: $\mu_s \approx 1$ и $n_s = 3,5 - i0,015 \cdot \nu$, где ν – частота в ТГц [103]. В оптическом диапазоне будем использовать $n_{\rm opt} = 1,95$ и $n_g = 2,14$ [106; 107]. Постоянная Верде для TGG на длине волны 800 нм равна $\mathcal{V} = -87$ рад· $\mathrm{Tn}^{-1}\cdot\mathrm{m}^{-1}$ (или -0,29 мин· $\Theta^{-1}\cdot\mathrm{сm}^{-1}$) [107]. Для сапфира используем показатель преломления обыкновенной волны в терагерцовом диапазоне частот $n_p = 3,1$ [111].

На рис. 2.2 представлено пространственное распределение терагерцового электрического поля E_y , рассчитанное на основе формул (2.7)–(2.10) для двух последовательных моментов времени. В момент времени t₁ картина поля в слое TGG состоит из черенковского клина с вершиной на лазерном импульсе (соответствует вынужденному решению с амплитудой А в формуле (2.7)) и цилиндрической волны переходного излучения, распространяющейся от входной границы z = 0 (соответствует свободному решению с амплитудой C₊). Если говорить более детально, то свободное решение содержит также коническую часть, которая гасит черенковский конус позади точек касания конуса и цилиндрической волны [28]. Имеется также слабое переходное излучение в свободном пространстве, при z < 0 (не показано на рис. 2.2). Из-за разницы показателей преломления n_a и n_s черенковский клин движется быстрее цилиндрической волны в +z направлении и, следовательно, длина клина растет со временем. В перпендикулярных к черенковскому клину направлениях клин и цилиндрическая волна двигаются синхронно и касаются друг друга все время. Электрическое поле на клине является биполярным. Угол раскрыва черенковского клина $\theta_{\rm Ch}$ примерно равен 38°, что согласуется с формулой сtg $\theta_{\rm Ch} = (\varepsilon_s/n_a^2 - 1)^{1/2}$ [28]. Угол падения $90^{\circ} - \theta_{\rm Ch} \approx 52^{\circ}$ черенковского клина на выходную границу кристалла z = Lзначительно превышает критический угол полного внутреннего отражения на границе TGG-воздух ($\approx 17^{\circ}$), поэтому для вывода излучения необходима согласующая призма.

После преломления на границе TGG-сапфир черенковский клин разделяется на две части, распространяющиеся в сапфире как свободные решения под углами $\pm 63^{\circ}$ к оси z



Рис. 2.2. Моментальные снимки $E_y(t,x,z)$ для двух последовательных моментов времени при $\tau_{\rm FWHM} = 100$ фс, $a_{\rm FWHM} = 50$ мкм и $I_0 = 177$ $\Gamma {\rm Bt}/{\rm cm}^2$.

(см. рис. 2.2, момент t_2). Направления распространения определяют угол среза призмы: $\alpha \approx 63^{\circ}$ (рис. 2.1).

Терагерцовое поле в сапфире содержит также переходное излучение двух видов. Первое — генерируется нелинейной намагниченностью на границе TGG-сапфир (цилиндрическая волна той же полярности, что и черенковское излучение). Второе — цилиндрическая волна (противоположной по отношению к черенковскому излучению полярности) прошедшее через границу TGG-сапфир из кристалла TGG.

Терагерцовое поле в кристалле TGG в момент времени t_2 состоит из части цилиндрической волны, падающей на границу z = L, отраженного черенковского клина и отраженной цилиндрической волны.

На рис. 2.3а представлена осциллограмма терагерцового поля в свободном пространстве вблизи середины выходной грани сапфировой призмы — при z = 1,7 мм и x = 2,1 мм. Осциллограмма рассчитана с помощью формул Френеля на границе сапфир-воздух. Соответствующий фурье-спектр представлен на рис. 2.36. Согласно рис. 2.3а осциллограмма заметно отличается от симметричного биполярного импульса черенковского излучения (сравн. с рис. 2b в работе [103]). Действительно, отрицательный пик терагерцового импульса в $\sim 1,5$ раза больше первого положительного; присутствует также второй положительный пик меньшей амплитуды, следующий за основным импульсом. Асимметрия осциллограммы отражается в спектре (сравн. рис. 2.36 с рис. 2с в работе [103]). Эту асимметрию можно объяснить интерференцией черенковского излучения и двух типов переходного излучения. Поскольку измерение амплитуды волновой формы может быть использовано для определения постоянной Верде кристалла TGG в сверхбыстром режиме [103; 104], учет вклада переходного излучения является важным.

На рис. 2.3а пиковое (отрицательное) поле равно по величине ≈ 24 B/см, т.е. больше, чем на рис. 2.2. Это объясняется усилением в $\approx 1,5$ раза электрического поля при выходе терагерцового импульса из сапфировой призмы в свободное пространство. В наших оценках использовалось табличное квазистатическое значение постоянной Верде для TGG. Согласно недавним экспериментальным данным, полученным методом черенковской эмиссионной спектроскопии [104], постоянная Верде TGG в сверхбыстром режиме в $\sim 3-10$ раз меньше (по абсолютной величине) своего квазистатического значения. Это снижает нашу оценку пикового терагерцового поля до $\sim 3-8$ B/см. Тем не менее, даже столь слабое поле может быть зарегистрировано стандартным методом электрооптического стробирования [104].

2.5 Выводы

Предложенная в данной главе схема черенковской терагерцовой эмиссионной спектроскопии, предназначенная для исследования сверхбыстрых оптомагнитных явлений, более удобна для практической реализации и допускает более полное теоретическое опи-



Рис. 2.3. а) Осциллограмма терагерцового импульса в свободном пространстве для тех же параметров, что и на рис. 2.2. б) Соответствующий нормированный спектр.

сание, чем схема в работах [103; 104]. Разработанная для предложенной схемы теория демонстрирует важность учета переходного излучения, наряду с черенковским, при интерпретации терагерцовых волновых форм, испущенных из исследуемого магнитооптического материала.

Полученная оценка амплитуды поля черенковского излучения ~ 3–8 В/см (без фокусирования) для случая накачки кристалла TGG импульсами титан-сапфирового усилителя (с энергией импульса на мДж уровне) говорит о возможности регистрации такого излучения стандартным методом электрооптического стробирования. Напряженность излучаемого поля может быть повышена путем криогенного охлаждения исследуемого образца за счет увеличения при этом значения постоянной Верде [104].

Глава 3. Квазистатические предвестники мощных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах

3.1 Введение

Для генерации сильных терагерцовых полей методом оптического выпрямления ультракоротких лазерных импульсов в электрооптических кристаллах требуются высокие интенсивности оптической накачки. При увеличении оптической интенсивности, однако, становится существенным влияние двух-, или в более общем случае, многофотонного поглощения накачки, которое рассматривается как негативный фактор для терагерцовой генерации. Многофотонное поглощение приводит не только к истощению импульса накачки, но также к генерации свободных носителей, которые поглощают излучаемые накачкой терагерцовые волны [112—114]. Фотогенерация свободных носителей считается основным фактором, ограничивающим эффективность оптико-терагерцового преобразования в полупроводниках, например, при оптическом выпрямлении импульсов титан-сапфирового лазера (с центральной длиной волны $\lambda \approx 0.8$ мкм) в кристалле ZnTe [112; 113; 115; 116]. Негативное влияние рождения свободных носителей на терагерцовую генерацию в кристалле LiNbO₃ лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности также было продемонстрировано экспериментально [117] и численно смоделировано [118]. Подавление фотогенерации носителей за счет использования более длинноволновой (вне полос двухфотонного или даже трехфотонного поглощения) накачки было предложено (см. [82; 109; 119) и экспериментально продемонстрировано (см. [120—122]) как перспективный метод повышения эффективности терагерцовой генерации, как в полупроводниках, так и в ниобате лития.

Недавно, однако, было показано, что фотогенерация носителей может приводить к неожиданному позитивному эффекту — генерации квазистатических электромагнитных предвестников, распространяющихся впереди лазерного импульса накачки [37]. В отличие от обычного терагерцового импульса, распространяющегося позади лазерного импульса, предвестник не испытывает поглощения свободными носителями. Электрическое и магнитное поля в предвестнике могут быть сравнимы с полями в терагерцовом импульсе или даже превышать их.

Квазистатический предвестник генерируется всплеском тока оптически созданных свободных носителей. Механизм эффекта схож с генерацией терагерцового излучения фотопроводящей антенной, где фотоиндуцированные носители ускоряются внешним электрическим полем. В случае оптического выпрямления, однако, фотоиндуцированные носители ускоряются электрическим полем, связанным с нелинейной поляризацией кристалла. Кроме того, в фотопроводящей антенне терагерцовое излучение генерируется переменным во времени неподвижным точечным диполем, тогда как предвестник генерируется движущейся плоскостью тока.

Квазистатический предвестник существенно отличается по своей природе от классических предвестников Зоммерфельда [123] и Бриллюэна [124]. Классические предвестники представляют собой эффект линейного распространения: они возникают в результате дисперсионного расплывания электромагнитного волнового пакета в диспергирующей среде и проявляются в виде колебаний, распространяющихся впереди основной части пакета. Квазистатический предвестник имеет неосциллирующий характер и возникают в результате ионизации нелинейной (электрооптической) среды интенсивным лазерным импульсом.

Квазистатические предвестники были предсказаны в работе [37] в приближении бесконечно широкого пучка накачки и отсутствия истощения импульса накачки. Теоретическое исследование генерации квазистатических предвестников лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности проводилось в рамках того же приближения [38]. Между тем, факторы конечной ширины пучка накачки и истощения импульса накачки вследствие многофотонного поглощения могут оказывать существенное влияние на процесс формирования предвестника. В частности, эти факторы могут ограничивать расстояние, на котором формируется предвестник, а следовательно, его конечную длительность. Кроме того, постепенное истощение импульса накачки в процессе генерации предвестника может существенно повлиять на его форму.

В данной главе проводится численное моделирование генерации квазистатического предвестника ультракоротким лазерным импульсом, распространяющимся в электрооптическом кристалле в виде двумерного пучка конечной ширины и испытывающим истощение вследствие двухфотонного поглощения. Анализируется влияние ширины пучка и истощения накачки на процесс формирования предвестника. Исследуется возможность компенсации негативного эффекта истощения накачки за счет использования чирпированных импульсов накачки.

Результаты главы опубликованы в работах [A3], [A16], [A17], [A18], [A19], [A20].

3.2 Модель и основные уравнения

Рассмотрим сфокусированный в линию ультракороткий лазерный импульс, распространяющийся в электрооптическом кристалле толщины L_c с групповой скоростью $V = c/n_g$, где n_g —оптический групповой индекс (рис. 3.1). Интенсивность лазерного импульса I(z, x, t) предполагается достаточно высокой для двухфотонной ионизации кристалла с плотностью рожденных свободных носителей [125]

$$N(z,x,t) = \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2\hbar\omega} \int_{-\infty}^{t} dt \ I^2(z,x,t),$$
(3.1)



Рис. 3.1. Сфокусированный в линию лазерный импульс распространяется в электрооптическом (ЭО) кристалле, индуцируя нелинейную поляризацию и создавая плазму свободных носителей.

где $\beta_{\text{ТРА}}$ — коэффициент двухфотонного поглощения и $\hbar\omega$ — энергия кванта лазерного излучения. Считая, что на границе кристалла z = 0 лазерный импульс имеет гауссовы профили, т.е. $I(0, x, t) = I_0 f(t)g(x)$ с $f(t) = \exp(-t^2/\tau^2)$ и $g(x) = \exp(-x^2/a^2)$, запишем интенсивность при произвольном z внутри кристалла ($0 < z < L_c$) в виде $I(z, x, \xi) = I_0 f(\xi)g(x)D(z, x, \xi)$, где $\xi = t - z/V$, а множитель [126]

$$D(z, x, \xi) = [1 + \beta_{\text{TPA}} z I_0 f(\xi) g(x)]^{-1}$$
(3.2)

описывает истощение лазерной накачки вследствие двухфотонного поглощения. Будем вначале пренебрегать искажением оптического импульса из-за других нелинейных эффектов, например, эффекта Керра, а также из-за дисперсии. Пренебрежение дисперсионным расплыванием оправданно для нечирпированных импульсов длительностью $\tau > 100$ фс в типичных электрооптических кристаллах, таких как фосфид галлия (GaP) и теллурид цинка (ZnTe), где соответствующая дисперсионная длина превышает несколько миллиметров. Дисперсионные эффекты будут учитываться в п. 3.5 при рассмотрении случая, когда в качестве накачки используются чирпированные лазерные импульсы с короткой спектрально ограниченной длительностью. Влияние эффекта Керра на импульс накачки будет исследовано в п. 3.6.

Нелинейная поляризация, индуцируемая лазерным импульсом в кристалле в результате оптического выпрямления, может быть записана как

$$\mathbf{P}^{\mathrm{NL}}(z, x, t) = \mathbf{P}_{\mathbf{0}} f(\xi) g(x) D(z, x, \xi)$$
(3.3)

с амплитудой $P_0 = d\mathcal{E}_0^2$, где d — нелинейно-оптический коэффициент среды и \mathcal{E}_0 — максимум огибающей электрического поля оптического импульса ($I_0 = \mathcal{E}_0^2 c n_{opt}/(8\pi)$), где n_{opt} — оптический показатель преломления). Направление вектора \mathbf{P}_0 определяется поляризацией лазерного импульса и ориентацией кристаллографических осей кристалла. Примем, что вектор \mathbf{P}_0 направлен вдоль оси y (рис. 3.1).

Для нахождения электрического (E_y) и магнитного $(B_{x,z})$ полей, создаваемых движущейся нелинейной поляризацией \mathbf{P}^{NL} , воспользуемся уравнениями Максвелла с нелинейным источником

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial B_x}{\partial t}, \qquad \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t}, \qquad (3.4a)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial D_y}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} J_y + \frac{4\pi}{c} \frac{\partial P^{\rm NL}}{\partial t}.$$
(3.4b)

Будем пренебрегать дисперсией кристалла в области низких (терагерцовых и субтерагерцовых) частот и использовать постоянную диэлектрическую проницаемость ε_{THz} : $D_y = \varepsilon_{\text{THz}} E_y$. Данное приближение справедливо для кристаллов с высокой частотой фононного резонанса, таких как GaP, а также других электрооптических кристаллов при достаточно больших длительностях импульса накачки [36]. Плотность тока свободных носителей J_y удовлетворяет уравнению [127]

$$\frac{\partial J_y}{\partial t} = \frac{\omega_p^2(z, x, t)}{4\pi} \varepsilon_{\text{THz}} E_y, \qquad (3.5)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N / (m \varepsilon_{\text{THz}})}$ — плазменная частота (*e* и *m* — заряд и масса носителей соответственно).

Уравнения (3.4)–(3.5) решались численно с помощью специально разработанного кода на основе метода конечных разностей во временной области (finite difference time domain, FDTD). В расчетах использовались параметры кристалла GaP при накачке титансапфировым лазером (с центральной длиной волны 780 нм): $n_g = 3,66$, $n_{\rm opt} = 3,2$ и $\varepsilon_{\rm THz} = 10,93$ ($\sqrt{\varepsilon_{\rm THz}} = 3,31$) [128].

3.3 Влияние ширины лазерного пучка

Пренебрежем вначале истощением накачки, полагая D = 1, и исследуем влияние поперечного размера лазерного пучка на формирование квазистатического предвестника. Плазменную частоту на оси пучка (при x = 0) позади лазерного импульса положим равной $\overline{\omega}_p/(2\pi) = 1$ ТГц, аналогично [37], при этом $N \sim 10^{16}$ см⁻³. Согласно уравнению (3.1) с $\beta_2 \approx 1$ см/ГВт для GaP [129] плазма с такой плотностью генерируется, если параметры накачки связаны соотношением $I_0[\Gamma B T/cm^2] \times \sqrt{\tau [\phi c]} \approx 60$. Например, при $\tau \approx 250$ фс ($\tau_{\rm FWHM} \approx 400$ фс) получаем $I_0 \approx 4 \ \Gamma B T/cm^2$.

На рис. 3.2 приведены моментальные снимки электрического поля E_y (нормированные на P₀) при трех значениях ширины лазерного пучка. Локализация электрического поля в поперечном (вдоль оси x) направлении в целом соответствует ширине лазерного пучка. При a = 2 и 3 мм квазистатический предвестник в окрестности оси пучка имеет схожую с предсказанной в одномерном ($a = \infty$) приближении форму [37]. На рис. 3.2г предвестник представляет собой плато между лазерным импульсом и пиком отрицательной полярности, распространяющимся впереди лазерного импульса и представляющим собой переходное излучение от входной границы кристалла [37]. С уменьшением ширины пучка до a = 1 мм высота плато (амплитуда предвестника) становится заметно меньше. Таким образом, фокусировка лазерного пучка до размеров a < 2 мм ($a_{\rm FWHM} < 3,3$ мм) приводит к ослаблению поля предвестника. Данный вывод, однако, справедлив лишь при фиксированной оптической интенсивности, т.е. при $P_0 = \text{const}$, что в эксперименте может соответствовать, например, поддержанию интенсивности на уровне чуть ниже порога разрушения материала. В другой экспериментальной ситуации, при различной фокусировке одного и того же лазерного импульса, постоянной остается не интенсивность, а оптическая мощность, т.е. $P_0 a = \text{const. B}$ этом случае, как показывают расчеты, существует оптимальная ширина пучка *a* ~ 1 мм, при которой амплитуда предвестника на оси пучка достигает максимума.

Взяв $d \approx 25$ пм/В для GaP и $I_0 \approx 4$ ГВт/см², получаем оценку величины $P_0 \approx 0.6$ СГС-ед/см². Следовательно, единица отношения E_y/P_0 на рис. 3.2 соответствует напряженности электрического поля $E_y \approx 0.2$ кВ/см, а значит амплитуда предвестника превышает 1 кВ/см при $a \ge 2$ мм.



Рис. 3.2. а)–в) Моментальные снимки пространственного распределения поля E_y/P_0 в четыре момента времени при a = 1, 2 и 3 мм. г) Моментальные снимки поля E_y/P_0 на оси лазерного пучка (x = 0) при тех же значениях a. Для сравнения построены кривые при $a = \infty$ [37]. Кристалл (закрашенная область) имеет толщину 3 мм, $\tau = 250$ фс. Стрелки показывают положения центра лазерного импульса.

3.4 Влияние истощения накачки

Учтем теперь истощение импульса накачки в результате двухфотонного поглощения путем добавления множителя $D(z, x, \xi)$ (см. формулу (3.2)). Введем характерную длину истощения $L_D = (\beta_{\text{TPA}}I_0)^{-1}$. При $\beta_{\text{TPA}} \approx 1 \text{ см}/\Gamma \text{BT}$ эта формула дает удобное соотношение $L_D[\text{MM}] = 10 \times I_0^{-1}[\Gamma \text{BT/cm}^2]$.

На рис. 3.3 представлены моментальные снимки электрического поля E_y (нормированного на P_0) для различных L_D (различных пиковых интенсивностей I_0). Прежде всего, видно, что истощение накачки приводит к ослаблению задней части предвестника, если сравнивать с приближением D = 1 (см. рис. 3.3г). Ослабление тем сильнее, чем выше интенсивность накачки.

В пренебрежении истощением накачки [37] относительная амплитуда предвестника E_y/P_0 росла с увеличением интенсивности накачки (плотности плазмы) и затем насыщалась. На рис. 3.3г относительная амплитуда сначала растет с I_0 , достигает максимального значения при $I_0 \approx 4 \ \Gamma B T/cm^2$ и затем уменьшается при дальнейшем увеличении I_0 .

Таким образом, эффект истощения накачки негативно влияет на генерацию квазистатического предвестника, уменьшая как его длительность, так и амплитуду.

3.5 Накачка чирпированными лазерными импульсами

Негативное влияние истощения накачки на генерацию квазистатического предвестника можно преодолеть, если использовать в качестве накачки чирпированные лазерные импульсы. При отрицательном чирпе лазерный импульс испытывает дисперсионное сжатие в процессе распространения в кристалле. Сжатие импульса может компенсировать его двухфотонное поглощение, поддерживая, таким образом, высокую оптическую интенсивность и, как результат, эффективную генерацию предвестника.

Для проверки этой идеи была исследована эволюция огибающей оптического импульса $\mathcal{E}(z,\xi)$ на основе одномерного нелинейного уравнения Шрёдингера, записанного в сопровождающей импульс системе отсчета ($z, \xi = t - z/V$),

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_{\rm GVD}\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \xi^2} - \frac{\beta_{\rm TPA}}{2}I\mathcal{E},\tag{3.6}$$

где $\beta_{\rm GVD}$ — дисперсия оптической групповой скорости в кристалле. Используя уравнение Зельмайера для кристалла GaP [128; 130], находим, что $\beta_{\rm GVD} = 2393 \,\,{\rm dc}^2/{\rm MM}$ для импульса с центральной длиной волны 780 нм. Уравнение (3.6) решалось методом расщепления по физическим факторам (split-step) с граничным условием (при z = 0)

$$\mathcal{E}(0,t) = \mathcal{E}_0 \exp\left(\frac{i\gamma t^2}{2\tau_0^2} - \frac{t^2}{2\tau_0^2}\right),\tag{3.7}$$



Рис. 3.3. а)–в) Моментальные снимки пространственного распределения поля E_y/P_0 в четыре момента времени при $I_0 = 1, 4$ и 10 ГВт/см², т.е. $L_D = 10, 2,5$ и 1 мм соответственно. г) Моментальные снимки поля E_y/P_0 на оси лазерного пучка (x = 0) при тех же значениях I_0 . Для сравнения построены кривые при $L_D = \infty$ и $a = \infty$ [37]. Кристалл (закрашенная область) имеет толщину 3 мм, a = 3 мм, $\tau = 250$ фс. Стрелки показывают положения центра лазерного импульса.

где τ_0 — длительность падающего лазерного импульса, а γ — параметр чирпирования. Длительность исходного спектрально-ограниченного импульса равна $\tau_{\rm F} = \tau_0 (1 + \gamma^2)^{-1/2}$.

На рис. 3.4а приведены результаты расчета при следующих параметрах лазерного импульса: $I_0 = 4 \ \Gamma B t/cm^2$, $\tau_F = 30 \ dc$ и $\gamma = -12$. Как видно, дисперсионное сжатие импульса действительно компенсирует его истощение, так что пиковая оптическая интенсивность остается практически постоянной на всей длине кристалла. Длительность импульса τ уменьшается с $\tau_0 = 350 \ dc$ на входной границе кристалла до примерно 130 dcна выходной границе (рис. 3.46).

На рис. 3.4в приведены моментальные снимки предвестника, созданного чирпированным лазерным импульсом, в сравнении со случаями пренебрежения истощением накачки и накачки нечирпированным импульсом. Можно видеть, что накачка чирпированными имульсами позволяет добиться практически полного восстановления формы предвестника.

Более общо, путем изменения параметра чирпирования импульса накачки можно управлять формой генерируемого квазистатического предвестника. В частности, увеличение (по модулю) параметра чирпирования позволяет подчеркнуть заднюю часть предвестника.

3.6 Влияние керровской нелинейности

При высоких уровнях оптической интенсивности и большой толщине кристалла может стать существенным оптический эффект Керра. Так, например, при параметрах накачки, использованных на рис. 3.4, и нелинейном показателе преломления кристалла GaP $n_2 \sim 6 \times 10^{-5}$ см²/ГВт [131] накопленный нелинейный фазовый сдвиг, т.е. *В*-интеграл, оценивается как $B \sim 5$ рад. Это говорит о том, что фазовая самомодуляция может приводить к заметному изменению формы импульса накачки при наличии дисперсии. Для учета керровской нелинейности в уравнении (3.6) сделаем замену

$$\beta_{\rm TPA} \to \beta_{\rm TPA} - i4\pi n_2/\lambda,$$
(3.8)

где $\lambda = 780$ нм — центральная длина волны лазера.

На рис. 3.5 показаны результаты численного расчета для лазерного импульса с $I_0 = 4 \ \Gamma B T/cm^2$, $\tau_F = 43 \ dc$ и $\gamma = -8$. Несмотря на меньшее по сравнению с рис. 3.4 значение $|\gamma|$, пиковая оптическая интенсивность поддерживается практически постоянной в кристалле и даже резко возрастает у его выходной границы из-за дополнительного сжатия импульса накачки, вызванного фазовой самомодуляцией (рис. 3.5a). В целом длительность импульса сокращается с 350 до 60 dc (рис. 3.5б). Форма предвестника практически такая же, как и в идеализированном случае пренебрежения истощением накачки, дисперсией и эффектом Керра; а его амплитуда лишь немногим меньше (рис. 3.5в).



Рис. 3.4. а) Пиковая оптическая интенсивность I_p и б) длительность импульса накачки τ как функции расстояния от входной границы кристалла при $\tau_F = 30$ фс и $\gamma = -12$. Другие кривые представлены для сравнения. в) Моментальные снимки поля E_y/P_0 на оси лазерного пучка (x = 0) в три последовательных момента времени. Кристалл (закрашенная область) имеет толщину 3 мм. Стрелки показывают положения центра лазерного импульса.



Рис. 3.5. То же, что на рис. 3.4, но при $\tau_{\rm F} = 43~{\rm dc},~\gamma = -8$ и с учетом эффекта Керра.



Рис. 3.6. То же, что на рис. 3.5, но при $\tau_{\rm F} = 58$ фс, $\gamma = -6$ и более высокой оптической интенсивности $I_0 = 10$ ГВт/см².

При бо́льших интенсивностях падающего лазерного импульса дисперсионное сжатие уже не в состоянии поддерживать эту интенсивность при распространении импульса в кристалле. Тем не менее, интенсивность может поддерживаться на несколько более низком постоянном уровне (рис. 3.6а), обеспечивая тем самым генерацию предвестника практически такой же формы, как и в отсутствие истощения накачки (рис. 3.6в). Такой режим достигается при $\gamma = -6$ и сопровождается немонотонным изменением длительности импульса в кристалле от 350 до 27 фс (рис. 3.6б). Заметим, что хотя относительная амплитуда предвестника в сравнении со случаем, не учитывающим истощение накачки, меньше на рис. 3.6в, чем на рис. 3.5в, её абсолютная величина (около 1,5 кB/см) в ~ 1,5 раза больше.

В полупроводниках, таких как GaP, интенсивность накачки ограничивается порогом разрушения кристалла, который не превышает 100 ГВт/см² [132]. В результате электрическое поле генерируемого предвестника не может превосходить ~ 10 кВ/см. Гораздо более высокие уровни оптической интенсивности, вплоть до 1 ТВт/см² [56], могут быть использованы для накачки ферроэлектрических кристаллов, таких как LiNbO₃. Хотя в ферроэлектрических кристаллах и не выполняется условие генерации квазистатического предвестника $n_g > \sqrt{\varepsilon_{\text{THz}}}$, такой генерации можно добиться, используя технику накачки лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности [68]. Действительно, накачка такими импульсами эквивалентна накачке обычными (нескошенными) импульсами, но в виртуальной среде с эффективным оптическим групповым индексом n_g^{eff} , который зависит от угла скоса [133]. Путем выбора угла скоса условие $n_g^{\text{eff}} > \sqrt{\varepsilon_{\text{THz}}}$ может быть выполнено. Вследствие более высоких значений нелинейного коэффициента и порога разришения ферроэлектрических кристаллов по сравнению с полупроводниками они могут обеспечить генерацию квазистатических предвестников с гораздо более сильными полями.

3.7 Выводы

Таким образом, уменьшение до определенного предела ширины лазерного пучка накачки не разрушает формирование предвестника. При ширине пучка (по уровню 1/e) $a \ge 2-3$ мм волновая форма предвестника вблизи оси пучка практически совпадает с полученной в приближении неограниченной ширины пучка. Уменьшение ширины пучка до a < 2 мм приводит к уменьшению амплитуды предвестника при фиксированной оптической интенсивности. При фиксированной оптической мощности существует оптимальная ширина пучка $a \sim 1$ мм, при которой амплитуда предвестника на оси пучка достигает максимума.

Истощение накачки оказывает более существенное негативное влияние на формирование предвестника: приводит к ослаблению его задней части и уменьшению эффективность его генерации. Негативное влияние истощения накачки может быть скомпенсировано эффектом дисперсионного сжатия импульса накачки при использовании в качестве накачки чирпированных лазерных импульсов. Продемонстрировано, что накачка импульсами с отрицательным чирпом позволяет практически полностью восстановить форму предвестника. Так, например, использование в качестве накачки спектрально-ограниченного импульса титан-сапфирового лазера с длительностью 43 фс, растянутого за счет чирпирования до 350 фс, приводит к генерации в кристалле GaP толщиной 3 мм практически такого же предвестника, что генерируется импульсом длительностью 350-фс в отсутствие истощения. Более общий вывод состоит в том, что путем изменения чирпа накачки можно управлять формой предвестника, например, усиливая его заднюю часть по сравнению с передней.

При пиковой оптической интенсивности 10 ГВт/см² электрическое поле генерируемого в кристалле GaP предвестника достигает ~ 1,5 кВ/см. Генерацию предвестников с гораздо более сильными полями можно ожидать при накачке кристалла ниобата лития лазерными импульсами со скошенным фронтом интенсивности. Такие предвестники могут быть использованы для ускорения частиц.

Глава 4. Генерация узкополосного терагерцового излучения при нелинейном смешивании ультракоротких импульсов *о,е*-волн в кристалле LiNbO₃.

4.1 Введение

Оптическое выпрямление ультракоротких лазерных импульсов обычно считается методом генерации широкополосного (короткоимпульсного) терагерцового излучения. Необходимо, однако, учитывать, что для эффективной генерации этим методом необходимо выполнение условия синхронизма — равенства групповой скорости оптического импульса и фазовой скорости терагерцовых волн. В кристаллах со значительной терагерцовой дисперсией, таких, например, как ZnTe, синхронизм скоростей достигается лишь на определенной терагерцовой частоте. В результате, ультракороткий лазерный импульс может генерировать многопериодные терагерцовые импульсы со сравнительно узким спектром [28; 134; 135]. Однако данная техника не позволяет получить терагерцовое излучение с шириной линии <100 ГГц, представляющее интерес для многих приложений, вследствие только умеренной дисперсии на частотах существенно ниже фононного резонанса [28; 134; 135] и сильного терагерцового поглощения вблизи резонанса [28]. Кроме того, эффективной терагерцовой генерации в полупроводниках, таких как ZnTe, препятствуют факторы двухфотонного поглощения накачки, фотогенерации свободных носителей и поглощения ими терагерцовых волн, а также низкий порог оптического пробоя.

В ферроэлектриках, таких как LiNbO₃, обладающих большей нелинейностью, более широкой запрещенной зоной и более высоким порогом разрушения, для достижения синхронизма используют технику накачки скошенными лазерными импульсами. При этом из-за слабой терагерцовой дисперсии таких кристаллов генерируются обычно терагерцовые импульсы, близкие по форме к биполярным.

Для генерации узкополосного терагерцового излучения было предложено использовать нелинейное смешивание двух чирпированных (соответственно растянутых) и сдвинутых во времени лазерных импульсов [45]. Реализация данного подхода в кристаллах ZnTe [46] и органическом HMQ-TMS [47] позволила получить импульсы с шириной спектра 200 ГГц на частоте 2,34 ТГц и ~ 100 ГГц на частотах 0,3-0,8 ТГц соответственно. При нелинейном смешивании двух сдвинутых во времени чирпированных лазерных импульсов со скошенным фронтом в кристалле LiNbO₃ удалось получить мощные терагерцовые импульсы с шириной спектра 100 ГГц [48]. Для многих приложений, однако, требуются терагерцовые источники с более узкой спектральной шириной и более высокой спектральной яркостью.

Одним из распространенных методов генерации узкополосного терагерцового излучения является оптическое выпрямление ультракоротких лазерных импульсов в периодически поляризованном ниобате лития (PPLN) [39]. При распространении лазерного импульса в PPLN-структуре он индуцирует в доменах структуры нелинейную поляризацию периодически меняющейся полярности, которая и генерирует терагерцовое излучение. Поскольку толщина домена сравнима с длиной расхождения (walk-off length) оптического и терагерцового импульсов, каждый домен генерирует полпериода терагерцового поля. В отсутствие поглощения относительная спектральная ширина терагерцового поля пропорциональна 2/N, где N — число доменов в структуре. Изменяя толщину доменов, можно осуществлять перестройку по частоте. С помощью данной техники удалось получить терагерцовое излучение с шириной спектра 110 ГГц на частоте 1,7 ТГц при комнатной температуре [39] и 18 ГГц на частоте 1,8 ТГц при криогенном охлаждении [40]. В недавней работе [41] путем оптимизации спектральной полосы накачки удалось повысить эффективность оптико-терагерцового преобразования в криогенно охлажденной PPLN-структуре с 10⁻⁵ [40] до 10⁻³. Возможность дальнейшего повышения эффективности преобразования при накачке PPLN-структуры последовательностью лазерных импульсов была предсказана теоретически в работе [42]. При накачке PPLN-структуры двумя сдвинутыми во времени чирпированными лазерными импульсами была достигнута рекордно высокая энергия 40 мкДж многопериодного терагерцового импульса на частоте 0,544 ТГц с эффективностью преобразования 0,13 % [43].

Концепция оптического выпрямления в периодически поляризованных структурах типа PPLN была распространена на структуры из периодически инвертированного арсенида галлия (GaAs), где была достигнута эффективность преобразования ~ 10^{-4} [44]. Однако, чтобы избежать двухфотонного поглощения в GaAs, необходимо использовать накачку на длине волны $\lambda > 1,75$ мкм. Обеспечить высокую энергию импульса накачки на таких длинах волнах довольно сложно. В неколлинеарном варианте рассматриваемой техники [136] спектральная ширина генерируемого излучения зависит от поперечного размера лазерного пучка, причем для уменьшения спектральной ширины поперечный размер необходимо увеличивать. Сохранять при этом высокую оптическую интенсивность может быть затруднительно на практике.

В данной главе предлагается метод генерации узкополосного терагерцового излучения при оптическом выпрямлении ультракороткого лазерного импульса в кристалле LiNbO₃ в стандартной коллинеарной геометрии. В основе метода лежит замеченное в работе [137] обстоятельство, что разница показателей преломления обыкновенной (*o*) и необыкновенной (*e*) оптических волн в LiNbO₃ может обеспечить синхронизованную генерацию разностной частоты *o*- и *e*-волнами с близкими частотами. В данной главе это обстоятельство используется применительно к случаю оптического выпрямления ультракороткого лазерного импульса, когда разностные частоты генерируются между спектральными компонентами импульса. Оказывается, что в этом случае лазерный импульс, распространяющийся в кристалле в виде суперпозиции *o*- и *e*-волн, может индуцировать движущийся импульс нелинейной поляризации, амплитуда которого испытывает пространственную модуляцию. Эта модуляция и обеспечивает квазисинхронную генерацию многопериодной терагерцовой волны. С электродинамической точки зрения ситуация подобна оптическому выпрямлению в PPLN-структуре, но достигается в объемном кристалле. При этом можно говорить о формировании в объемном кристалле виртуальной PPLN-структуры.

Разработанная в данной главе общая теория нового метода узкополосной терагерцовой генерации применяется к конкретному случаю накачки кристалла LiNbO₃ импульсами иттербиевого лазера ($\lambda \approx 1,05$ мкм). В последние годы иттербиевые фемтосекундные лазеры стали перспективным источником накачки для нелинейно-оптической терагерцовой генерации.

Результаты главы опубликованы в работах [A4], [A21], [A22], [A23].

4.2 Схема генерации и ее теоретическое описание

Рассмотрим кристалл LiNbO₃ толщины *a* с ориентацией кристаллографических осей, показанной на рис. 4.1. Ось [001] (оптическая ось) лежит в плоскости *x*,*z* и наклонена под углом θ к входной грани кристалла (плоскости *y*,*z*). Предполагая, что лазерный импульс падает нормально на входную грань и поперечный размер лазерного пучка намного превышает терагерцовую длину волны, будем использовать одномерную модель. Электрическое поле лазерного импульса ориентировано симметрично по отношению к осям *y*,*z* и совершает колебания на центральной частоте ω_0 с амплитудой E_0 , а его временная огибающая имеет гауссов профиль с длительностью импульса $\sqrt{2}\tau$:

$$\mathbf{E}(0,t) = (\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{z}})(E_0/\sqrt{2})e^{-t^2/(2\tau^2)}\cos\omega_0 t.$$
(4.1)

При этом оптическая интенсивность I(t) зависит от времени как $I(t) \propto \exp(-t^2/\tau^2)$, а стандартная FWHM-длительность импульса равна $\tau_{\rm FWHM} = 2\sqrt{\ln 2\tau} \approx 1.7\tau$.

Будем пренебрегать отражением оптического импульса от входной грани кристалла, считая, что оно подавлено путем нанесения просветляющего покрытия. Оптический импульс распространяется в кристалле в виде суперпозиции *о*-волны (с электрическим полем E_y) и *е*-волны (с полем E_z) с равными амплитудами

$$E_{y,z} = (E_1/\sqrt{2})e^{-(t-n'_{o,e}x/c)^2/(2\tau^2)}\cos[\omega_0(t-n_{o,e}x/c)], \qquad (4.2)$$

где $n_{o,e}$ — (фазовые) показатели преломления o,e-волн и $n'_{o,e}$ — их групповые индексы. Зависимость $n_e(\theta)$ описывается стандартной формулой для одноосных кристаллов. В ближнем ИК-диапазоне ($\lambda \approx 1$ мкм) показатель преломления n_e кристалла LiNbO₃ изменяется в пределах от $n_e(0^\circ) = 2,15$ до $n_e(90^\circ) = n_o = 2,23$ [138]. Используя уравнения Зельмайера $n_{o,e}(\lambda)$ [138], находим, что $n'_e(\theta)$ изменяется от $n'_e(0^\circ) = 2,2$ до $n'_e(90^\circ) = n'_o = 2,3$. Поскольку $n_o \approx n_e$, амплитуда E_1 может выражена через E_0 как $E_1 \approx E_0 n^{-1/2}$, где в качестве n



Рис. 4.1. Ориентация кристаллографических осей и осей системы координат в кристалле LiNbO₃. Структура нелинейной поляризации $P_y^{\rm NL}$.

может быть взят любой из показателей преломления $n_{o,e}$. В отсутствие просветляющего покрытия амплитуды E_1 и E_0 связаны между собой формулами Френеля. Будем пренебрегать малой по сравнению с E_z компонентой электрического поля E_x , которая присутствует в *e*-волне при $\theta \neq 0,90^\circ$. В кристалле LiNbO₃ отклонение электрического поля *e*-волны от *z* направления не превышает нескольких градусов при любом угле θ . По этой же причине в выражении (4.2) пренебрегается небольшим отклонением *e*-луча от оси *x*.

Будем также пренебрегать дисперсионным расплыванием оптического импульса вследствие малости дисперсии групповой скорости ($\beta_{\rm GVD}$) в LiNbO₃ на длине волны $\lambda \approx 1.05$ мкм: $\beta_{\rm GVD} = 256 \ {\rm dc}^2/{\rm MM}$ и 217 $\ {\rm dc}^2/{\rm MM}$ для *о*- и *е*-волн соответственно [138]. Для импульсов длительностью $\tau > 100$ $\ {\rm dc}$ дисперсионная длина *о*- и *е*-волн превышает 4 см и 5 см соответственно, что намного больше толщин используемых на практике кристаллов.

Поскольку ни одна из *o*-, *e*-волн не может в отдельности обеспечить выполнение условий фазового синхронизма для терагерцовой генерации, рассмотрим взаимное нелинейное смешивание этих волн. Используя тензор нелинейной восприимчивости второго порядка кристалла LiNbO₃ [139] и условие $E_x \approx 0$, находим, что единственная компонента нелинейной поляризации, в которой смешиваются *o*,*e*-волны, имеет вид $P_y^{\rm NL} \approx 2\varepsilon_0 d_{\rm eff} E_y E_z$ (см. п. 4.6 Приложение). Здесь ε_0 – электрическая постоянная, $d_{\rm eff} = d_{15} \cos \theta + d_{22} \sin \theta$ – эффективный нелинейный коэффициент, $d_{15} = -201$ пм/В и $d_{22} = -42$ пм/В – элементы тензора, рассчитанные из электрооптического тензора r_{ij} кристалла LiNbO₃ [140] с помощью соотношений $d_{15} = -r_{51}n_o^2n_e^2(0^\circ)/4$ и $d_{22} = -r_{22}n_o^4/4$ [141]. Подставляя компоненты электрического поля (4.2) в выражение для $P_y^{\rm NL}$, получим

$$P_y^{\rm NL}(x,t) = \frac{\varepsilon_0}{2} d_{\rm eff} E_1^2 \cos\left(\frac{\omega_0}{c} \Delta nx\right) e^{-x^2/L_w^2 - \xi^2/\tau^2},\tag{4.3}$$

где $\xi = t - \bar{n}' x/c$, $\bar{n}' = (n'_o + n'_e)/2$, $\Delta n = n_o - n_e$, а также $L_w = 2c\tau/\Delta n'$ с $\Delta n' = n'_o - n'_e$.

Согласно выражению (4.3) нелинейная поляризация представляет собой короткий импульс $\propto \exp(-\xi^2/\tau^2)$, движущийся со скоростью c/\bar{n}' и меняющий свою полярность на противоположную с периодом $\Lambda = 2\pi c/(\omega_0 \Delta n) = \lambda/\Delta n$ из-за наличия множителя $\cos(\omega_0 \Delta n x/c)$. Экспоненциальный множитель $\exp(-x^2/L_w^2)$ приводит к затуханию поляризации на расстоянии L_w , имеющем физический смысл длины разделения *o*, *e*-импульсов в пространстве (walk-off length). Структура нелинейной поляризации $P_y^{\rm NL}$ показана на рис. 4.1 и схожа со структурой поляризации в PPLN-структуре. Области противоположной полярности $P_y^{\rm NL}$ эквивалентны доменам PPLN-структуры. Число «доменов», укладывающихся на длине L_w , оценивается как $N \sim 2L_w/\Lambda \sim (4c\tau/\lambda)\Delta n/\Delta n'$. Для кристалла LiNbO₃ со срезом (010) ($\theta = 0^\circ$) при накачке импульсами иттербиевого лазера ($\lambda \approx 1,05$ мкм) длительностью $\tau = 100$ фс оценка дает $L_w \approx 0,6$ мм, $\Lambda \approx 13$ мкм и $N \sim 90$. С увеличением угла θ величины L_w и Λ возрастают, при этом число «доменов» проказание неизменным.

Нелинейная поляризация $P_y^{\rm NL}$ генерирует терагерцовое излучение, поляризованное вдоль оси y и распространяющееся в кристалле в виде обыкновенной волны. Для расчета излучения применим преобразование Фурье по переменной t (Ω — соответствующая

фурье-переменная, ~ по-прежнему будет обозначать величины в фурье-пространстве) к выражению (4.3). Полученный фурье-образ

$$\widetilde{P}_{y}^{\mathrm{NL}}(x,\Omega) = \frac{\varepsilon_{0} d_{\mathrm{eff}} E_{1}^{2} \tau}{4\pi^{1/2}} \cos\left(\frac{\omega_{0}}{c} \Delta nx\right) e^{-x^{2}/L_{w}^{2} - \Omega^{2} \tau^{2}/4 - i\Omega\bar{n}'x/c}$$
(4.4)

подставляем в качестве источника в волновое уравнение для фурье-образа терагерцового электрического поля $\widetilde{E}_y^{\rm THz}(x,\Omega)$ [35]

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_y^{\text{THz}}}{\partial x^2} + k^2 \tilde{E}_y^{\text{THz}} = -\frac{\Omega^2}{\varepsilon_0 c^2} \tilde{P}_y^{\text{NL}},\tag{4.5}$$

где $k^2 = \Omega^2 \varepsilon / c^2$, а диэлектрическая проницаемость кристалла LiNbO₃ в терагерцовом диапазоне описывается формулой

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty})\Omega_{\rm TO}^2}{\Omega_{\rm TO}^2 - \Omega^2 + i\gamma\Omega}$$
(4.6)

с параметрами $\varepsilon_{\infty} = 20, \varepsilon_0 = 44, \Omega_{\text{TO}}/(2\pi) = 4,5$ ТГц и $\gamma/(2\pi) = 0,43$ ТГц [83]. Вне кристалла будем использовать уравнение (4.5) с нулевой правой частью и $\varepsilon = 1$.

Решая уравнение (4.5) в областях однородности x < 0, 0 < x < a и x > a, и сшивая решения условиями непрерывности $\widetilde{E}_y^{\text{THz}}$ и $\partial \widetilde{E}_y^{\text{THz}} / \partial x$ на границах кристалла, получаем

$$\widetilde{E}_{y}^{\text{THz}} = \begin{cases} C_{1}e^{i\Omega x/c}, & x < 0, \\ C_{2}e^{-ikx} + C_{3}e^{ikx} + R(x), & 0 < x < a, \\ C_{4}e^{-i\Omega(x-a)/c}, & x > a, \end{cases}$$
(4.7)

где

$$R(x) = \frac{\Omega}{i2c\varepsilon_0\sqrt{\varepsilon}} \int_0^a \widetilde{P}_y^{\mathrm{NL}}(x',\Omega) e^{-ik|x-x'|} dx', \qquad (4.8)$$

$$C_{1} = 2\sqrt{\varepsilon}(\sqrt{\varepsilon} - 1)^{-1}C_{2}$$

= $2\sqrt{\varepsilon}D^{-1} \times \left[e^{ika}(\sqrt{\varepsilon} + 1)R(0) + (\sqrt{\varepsilon} - 1)R(a)\right],$ (4.9)
$$C_{4} = 2\sqrt{\varepsilon}(\sqrt{\varepsilon} - 1)^{-1}C_{3}e^{ika}$$

$$= 2\sqrt{\varepsilon}D^{-1} \times \left[e^{ika}(\sqrt{\varepsilon}+1)R(a) + (\sqrt{\varepsilon}-1)R(0)\right]$$
(4.10)

с $D = e^{ika}(\sqrt{\varepsilon} + 1)^2 - e^{-ika}(\sqrt{\varepsilon} - 1)^2$. Коэффициенты R(0) и R(a) могут быть рассчитаны численно с помощью выражения (4.8)) или найдены из аналитических формул

$$R(0) = A \sum_{\mp} e^{-\eta_{\mp}^{2}} \Big[\Phi \Big(i\eta_{\mp} + \frac{a}{L_{w}} \Big) - \Phi (i\eta_{\mp}) \Big], \qquad (4.11)$$

$$R(a) = Ae^{-ika} \sum_{\mp} e^{-\zeta_{\mp}^2} \left[\Phi\left(i\zeta_{\mp} + \frac{a}{L_w}\right) - \Phi(i\zeta_{\mp}) \right], \tag{4.12}$$

где $\Phi(\rho) - функция ошибок и$

$$A = d_{\rm eff} E_1^2 \tau \Omega L_w e^{-\Omega^2 \tau^2/4} / (32ic\sqrt{\varepsilon}), \qquad (4.13)$$

$$\eta_{\mp} = [\Omega(\bar{n}' + \sqrt{\varepsilon}) \mp \omega_0 \Delta n] L_w / (2c), \qquad (4.14)$$

$$\zeta_{\mp} = [\Omega(\bar{n}' - \sqrt{\varepsilon}) \mp \omega_0 \Delta n] L_w / (2c).$$
(4.15)

При применении обратного преобразования Фурье к выражению (4.7) заметим, что основной вклад в электрическое поле $E_y^{\text{THz}}(x,t)$ вносят частоты, на которых множители $e^{-\eta_{\mp}^2}$ и $e^{-\zeta_{\mp}^2}$ в формулах (4.11) и (4.12) достигают максимума, т.е. выполняются уравнения Re $\eta_{\mp} = 0$ и Re $\zeta_{\mp} = 0$. Пренебрегая дисперсией и вводя постоянный показатель преломления для терагерцовых волн $n_t = \sqrt{\varepsilon_0} \approx 6,6$, находим эти частоты из формул (4.14) и (4.15) в явном виде

$$\Omega_b = \frac{\omega_0 \Delta n}{n_t + \bar{n}'}, \qquad \Omega_f = \frac{\omega_0 \Delta n}{n_t - \bar{n}'} \tag{4.16}$$

(частоты $-\Omega_{b,f}$ также должны быть приняты во внимание, чтобы обеспечить действительность электрического поля E_y^{THz}). Более точные значения частот $\Omega_{b,f}$ можно получить, численно решая уравнения (4.16) с $n_t = \text{Re}\sqrt{\varepsilon}$. Поскольку параметры Δn и \bar{n}' зависят от θ , частоты $\Omega_{b,f}$ можно изменять путем варьирования угла θ (см. рис. 4.2a). Как видно из рис. 4.2a, $\Omega_b < \Omega_f$ при любом θ .

С физической точки зрения, частоты $\Omega_{b,f}$ соответствуют синхронизированной генерации двух терагерцовых волн на разностных частотах, причем одна волна распространяется во встречном (по отношению к распространению лазерного импульса) направлении, а другая — в попутном. Действительно, уравнения Re $\eta_- = 0$ и Re $\zeta_+ = 0$ могут быть записаны в виде условий сохранения импульса

$$K_o(\omega_0 \mp \Omega/2) - K_e(\omega_0 \pm \Omega/2) = k(\Omega), \qquad (4.17)$$

где $K_{o,e}$ — волновые числа смешивающихся спектральных компонент оптических *о*- и *е*волн.

Чтобы оценить влияние терагерцового поглощения, введем характерную длину поглощения $L_a = c/(\Omega |\text{Im }\varepsilon|)$. Как видно из рис. 4.26, $L_a < 200$ мкм при $\Omega/(2\pi) > 2$ ТГц, следовательно, нецелесообразно использовать кристаллы с $\theta < 30^\circ$, для которых $\Omega_b/(2\pi) > 2$ ТГц и $\Omega_f/(2\pi) > 3$ ТГц (см. рис. 4.2а). В таких кристаллах терагерцовые волны излучаются из тонких (толщиной ~ L_a) слоев вблизи границ кристалла. При этом только малая часть нелинейной поляризации P_u^{NL} дает вклад в излучение.

4.3 Излучение из кристалла во встречном направлении

На рис. 4.3а–4.3в представлены осциллограммы и спектры мощности терагерцового электрического поля E_y^{THz} в свободном пространстве (при x = 0-), рассчитанные численно с помощью формул (4.7)–(4.9) при следующих значениях параметров: $\theta = 65^{\circ}$, a = 1 см, пиковой оптической интенсивности $I_0 = 100 \text{ ГВт/см}^2$ ($I_0 = cE_0^2/(2\varepsilon_0)$) и двух значениях длительности лазерного импульса $\tau = 350$ фс (рис. 4.3а) и 100 фс (рис. 4.3б). Осциллограммы содержат практически только колебания на частоте $\Omega_b/(2\pi) \approx 0.5$ ТГц встречной волны. Попутная волна с частотой $\Omega_f/(2\pi) \approx 1$ ТГц затухает на расстоянии $L_a \approx 1$ мм,



Рис. 4.2. а) Частоты встречной (сплошная линия) и попутной (штриховая линия) терагерцовых волн как функции угла θ . б) Характерная длина поглощения L_a как функция Ω .



Рис. 4.3. а, б) Осциллограммы $E_y^{\text{THz}}(0-,t)$ при $\theta = 65^\circ$, a = 1 см, $I_0 = 100$ ГВт/см², а) $\tau = 350$ фс и б) 100 фс. в) Соответствующие нормированные спектры мощности. Спектр для $\tau = 100$ фс умножен на 20. г) Эффективность преобразования как функция θ (сплошная линия) при a = 1 см, $I_0 = 100$ ГВт/см² и $\tau = \tau_{\text{opt}}$. Зависимость $\tau_{\text{opt}}(\theta)$ (штриховая линия).

много меньшем толщины *a* кристалла, и, следовательно, не может достигнуть границы x = 0 после отражения от границы x = a. Различные формы огибающих на рис. 4.3а и 4.36 можно объяснить различным значением отношения L_a/L_w при разных τ . При $\tau = 350$ фс длина нелинейного источника $L_w \approx 1,1$ см превышает длину поглощения $L_a \approx 5$ мм, поэтому огибающая затухает по экспоненте (рис. 4.3а). При $\tau = 100$ фс длина источника $L_w \approx 3$ мм меньше длины поглощения L_a , поэтому на огибающую влияет форма нелинейного источника (рис. 4.36). Ширина спектра (FWHM) составляет 7,2 ГГц при $\tau = 100$ фс и 3,6 ГГц при $\tau = 350$ фс (рис. 4.3в).

Чтобы рассчитать эффективность преобразования оптического импульса в терагерцовое излучение, выходящее из кристалла во встречном направлении, интенсивность $c[E_y^{\text{THz}}(0-,t)]^2/(2\varepsilon_0)$ была проинтегрирована по времени и нормирована на энергию оптического импульса $\sqrt{\pi}I_0\tau$. При этом учитывалось, что ширина оптического пучка в $\sqrt{2}$ раз больше, чем терагерцового. Для параметров, использованных при построении рис. 4.3а и 4.36, эффективность составила $1,35 \times 10^{-5}$ и $3,9 \times 10^{-6}$ соответственно.

На рис. 4.3г приведена зависимость эффективности преобразования от угла θ при $a = 1 \text{ см}, I_0 = 100 \text{ ГВт/см}^2$ и оптимальной длительности оптического импульса τ_{opt} , обеспечивающей максимальную эффективность для каждого угла θ (зависимость $\tau_{\text{opt}}(\theta)$ также показана на рис. 4.3г). Эффективность вначале растет с увеличением θ , достигает максимума при $\theta \approx 70^{\circ}$ и затем резко спадает (интервал 75° < $\theta < 90^{\circ}$, где $\Omega_b/(2\pi) < 0.2 \text{ ГГц}$, не представляет интереса). Рост эффективности при $\theta < 70^{\circ}$ объясняется двумя причинами: во-первых, увеличением длины поглощения L_a из-за уменьшения Ω_b (рис. 4.2) и, во-вторых, увеличением протяженности нелинейного источника L_w из-за возрастания τ_{opt} . Резкое падение эффективности при $\theta > 70^{\circ}$ связано с увеличением пространственного периода нелинейной поляризации (размера «домена» виртуальной PPLN-структуры) Λ и вызванного этим уменьшения числа N излучающих «доменов» при фиксированной толщине кристалла $a < L_w$.

Рисунок 4.3г построен для a = 1 см. При $\theta < 60^{\circ}$, когда $L_a, L_w \ll 1$ см, эффективность преобразования останется почти такой же и при $L_a, L_w < a < 1$ см. При $\theta > 70^{\circ}$, когда $L_a, L_w \ge 1$ см, эффективность может быть увеличена путем выбора кристалла бо́льшей толщины $a > L_a, L_w$. Использованию более толстых кристаллов, однако, могут воспрепятствовать нелинейные эффекты высоких порядков [41]

4.4 Излучение из кристалла в попутном направлении

Для анализа излучения из кристалла в попутном лазерному импульсу направлении были рассчитаны осциллограмма (рис.4.4а) и спектр мощности (рис.4.4б) поля E_y^{THz} при x = a + на основе формул (4.7), (4.8) и (4.10) при $\theta = 65^{\circ}$, a = 2 мм, $I_0 = 100$ ГВт/см² и $\tau = 180$ фс. Осциллограмма представляет собой последовательность цугов колебаний с частотами ≈ 1 ТГц и ≈ 0.5 ТГц, соответствующих многократно переотраженным в кристалле



Рис. 4.4. а, в) Осциллограммы $E_y^{\text{THz}}(0-,t)$ при а) $\theta = 65^\circ$, a = 2 мм, $\tau = 180$ фс и в) $\theta = 72,5^\circ$, a = 6 мм, $\tau = 340$ фс. $I_0 = 100$ ГВт/см². б, г) Соответствующие нормированные спектры мощности.

попутной и встречной волнам. Эффективность преобразования в волну с частотой 1 ТГц равна $1,16 \times 10^{-5}$, а в волну с частотой 0,5 ТГц — $1,82 \times 10^{-6}$. Спектральная ширина линий составляет соответственно 32,2 ГГц и 5,4 ГГц.

Рисунок 4.4а построен при таких значениях параметров, которые обеспечивают максимум излучения на частоте 1 ТГц. Чтобы получить максимум излучения на частоте 0,5 ТГц, были выбраны другие значения параметров: $\theta = 72.5^{\circ}$ (рис. 4.2a), a = 6 мм и $\tau = 340$ фс. Соответствующие осциллограмма и спектр мощности представлены на рис. 4.4в и 4.4г. Излучение на частоте 0,25 ТГц, соответствующее многократно переотраженной в кристалле встречной волне, фактически выходит за пределы терагерцового диапазона. Для излучения на частоте 0,5 ТГц эффективность преобразования составляет 1,74 × 10⁻⁵, а ширина спектральной линии равна 10,6 ГГц. Хотя спектральная ширина не столь мала, как на рис. 4.3в для излучения из кристалла на той же частоте 0,5 ТГц во встречном направлении, эффективность преобразования выше для излучения в попутном направлении (ср. с рис. 4.3г).

С помощью криогенного охлаждения кристалла можно добиться дальнейшего роста эффективности и уменьшения спектральной ширины линии вследствие снижения терагерцовых потерь. Используя параметры охлажденного до 100 К кристалла LiNbO₃ [80] и выбирая $\theta = 72.5^{\circ}$, a = 13 мм и $\tau = 380$ фс), получаем эффективность 5.3×10^{-5} и ширину линии 4 ГГц для излучения из кристалла на частоте 0,5 ТГц в попутном направлении. При этом спектральная яркость оказывается на порядок выше, чем при комнатной температуре. Ширина линии в 4 ГГц является в пять раз меньшей рекордного значения в работе [41].

Главным преимуществом предложенной схемы узкополосной терагерцовой генерации в объемном кристалле LiNbO₃ по сравнению с оптическим выпрямлением в PPLN-структурах является возможность ее масштабирования — увеличения терагерцового выхода за счет перехода к накачке лазерными импульсами Дж-уровня энергии при одновременном увеличении апертуры кристалла LiNbO₃ до ~ 10 см² для предотвращения оптического пробоя. Для сравнения, наибольшая апертура PPLN-структур, которые удается изготавливать в настоящее время, составляет ~1–2 см² [142]. Другим преимуществом предложенного метода является высокая чувствительность генерируемых частот к вариациям угла θ . Например, $d\Omega_f/d\theta \approx 70$ ГГц/град при $\theta \approx 65^\circ$. Это делает возможным частотную перестройку частоты путем небольшого изменения направления распространения лазерного пучка в кристалле.

4.5 Выводы

Предложенный в данной главе механизм генерации узкополосного терагерцового излучения ультракоротким лазерным импульсом в объемном кристалле LiNbO₃ может быть интерпретирован как создание виртуальной PPLN-структуры при нелинейном смешивании импульсов *о*- и *е*-волн. Излучение генерируется импульсом нелинейной поляризации, периодически изменяющим свою полярность при распространении в кристалле. Возможны две схемы реализации данного механизма — с излучением из кристалла в попутном (по отношению к направлению распространеиня импульса накачки) и встречном направлениях.

Расчеты показывают, в частности, что импульс иттербиевого усилителя длительностью 600 фс (FWHM) может генерировать с эффективностью $\sim 10^{-5}$ терагерцовое излучение с шириной спектральной линии 3,6 ГГц на частоте 0,5 ТГц и 32,2 ГГц на частоте 1 ТГц. При использовании криогенного охлаждения кристалла можно на порядок увеличить спектральную яркость излучения. Перестройка частоты генерируемого излучения может осуществляться путем небольшого варьирования направления распространения лазерного пучка в кристалле. Предложенный метод генерации допускает масштабирование — увеличение терагерцового выхода за счет перехода к накачке лазерными импульсами Дж-уровня энергии при одновременном увеличении апертуры кристалла до ~ 10 см² для предотвращения оптического пробоя кристалла. Таким образом, предложенная схема может быть использована для создания терагерцовых источников с высокой спектральной яркостью.

4.6 Приложение. Эффективный нелинейный коэффициент LiNbO₃

Чтобы использовать *d*-тензор нелинейной восприимчивости Кляйнмана, введем комплексные (медленно меняющиеся во времени) амплитуды оптических *o*,*e*-волн (см. выражение (4.2)) как

$$\mathcal{E}_y = \frac{E_1}{2\sqrt{2}} e^{-(t - n'_o x/c)^2/(2\tau^2) - i\omega_0 n_o x/c}, \qquad \mathcal{E}_z = \frac{E_1}{2\sqrt{2}} e^{-(t - n'_e x/c)^2/(2\tau^2) - i\omega_0 n_e x/c}.$$
 (4.18)

В кристаллографической системе координат (рис. 4.1), оси которой [100], [010], [001] будем далее обозначать как α, β, γ соответственно, амплитуды имеют компоненты

$$\mathcal{E}_{\alpha} = -\mathcal{E}_{y}, \quad \mathcal{E}_{\beta} = -\mathcal{E}_{z}\sin\theta, \quad \mathcal{E}_{\gamma} = \mathcal{E}_{z}\cos\theta.$$
 (4.19)

Для кристалла LiNbO₃ *d*-тензор имеет вид [139]

$$\widehat{d} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{15} & d_{15} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$
(4.20)

$$\begin{pmatrix} P_{\alpha}^{\mathrm{NL}} \\ P_{\beta}^{\mathrm{NL}} \\ P_{\gamma}^{\mathrm{NL}} \end{pmatrix} = 2\varepsilon_{0}\widehat{d} \begin{pmatrix} |\mathcal{E}_{\alpha}|^{2} \\ |\mathcal{E}_{\beta}|^{2} \\ |\mathcal{E}_{\gamma}|^{2} \\ \mathcal{E}_{\beta}\mathcal{E}_{\gamma}^{*} + \mathcal{E}_{\beta}^{*}\mathcal{E}_{\gamma} \\ \mathcal{E}_{\alpha}\mathcal{E}_{\gamma}^{*} + \mathcal{E}_{\alpha}^{*}\mathcal{E}_{\gamma} \\ \mathcal{E}_{\alpha}\mathcal{E}_{\beta}^{*} + \mathcal{E}_{\alpha}^{*}\mathcal{E}_{\beta} \end{pmatrix}$$
(4.21)

или в более явном виде

$$P_{\alpha}^{\rm NL} = 2\varepsilon_0 \left[d_{15} (\mathcal{E}_{\alpha} \mathcal{E}_{\gamma}^* + \mathcal{E}_{\alpha}^* \mathcal{E}_{\gamma}) - d_{22} (\mathcal{E}_{\alpha} \mathcal{E}_{\beta}^* + \mathcal{E}_{\alpha}^* \mathcal{E}_{\beta}) \right], \qquad (4.22a)$$

$$P_{\beta}^{\mathrm{NL}} = 2\varepsilon_0 \left[-d_{22} |\mathcal{E}_{\alpha}|^2 + d_{22} |\mathcal{E}_{\beta}|^2 + d_{15} (\mathcal{E}_{\beta} \mathcal{E}_{\gamma}^* + \mathcal{E}_{\beta}^* \mathcal{E}_{\gamma}) \right], \qquad (4.22b)$$

$$P_{\gamma}^{\rm NL} = 2\varepsilon_0 \left[d_{31} |\mathcal{E}_{\alpha}|^2 + d_{31} |\mathcal{E}_{\beta}|^2 + d_{33} |\mathcal{E}_{\gamma}|^2 \right].$$
(4.22c)

Из выражений (4.19) и (4.22) можно видеть, что поле \mathcal{E}_{α} *о*-волны и компоненты поля $\mathcal{E}_{\beta}, \mathcal{E}_{\gamma}$ *е*-волны смешиваются только в компоненте нелинейной поляризации P_{α}^{NL} . В системе координат x, y, z (рис. 4.1) P_{α}^{NL} преобразуется в $P_{y}^{\text{NL}}: P_{y}^{\text{NL}} = -P_{\alpha}^{\text{NL}}$. Подставляя выражения (4.18) и (4.19) в (4.22a), получаем выражение (4.3) с эффективным нелинейным коэффициентом $d_{\text{eff}} = d_{15} \cos \theta + d_{22} \sin \theta$. Эквивалентное представление P_{α}^{NL} через действительные поля $E_{y,z}$ имеет вид $P_{y}^{\text{NL}} = 2\varepsilon_{0}d_{\text{eff}}E_{y}E_{z}$, в котором следует отбрасывать член на частоте $2\omega_{0}$.

Заключение

Сформулируем кратко основные результаты диссертации.

- 1. Разработана теория черенковского излучения терагерцовых волн ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических кристаллах, строго учитывающая изменение поперечного размера сфокусированного лазерного пучка вдоль направления распространения. Для практически важных случев накачки кристалла LiNbO₃ импульсами титан-сапфирового или иттербиевого лазера найдены оптимальные (обеспечивающие максимальную энергию излучения) размеры перетяжки пучка в зависимости от длительности импульса и типа фокусировки (в пятно, линию). Для сфокусированных в линию пучков обоснована применимость адиабатического приближения, основанного на суммировании энергий от отдельных участков пучка. Для часто используемой схемы черенковского излучения терагерцовых волн в пластинке LiNbO₃ с выводом излучения через кремниевую призму экспериментально продемонстрировано, что факторы частотно-зависимого поглощения терагерцовых волн в LiNbO₃ и дифракционной расходимости генерируемого терагерцового пучка. Приводят к увеличению оптимального размера перетяжки лазерного пучка.
- 2. Предложена схема черенковской терагерцовой эмиссионной спектроскопии, в которой лазерный импульс накачки распространяется поперек слоя исследуемого материала, а генерируемое терагерцовое излучение выводится из слоя с помощью кремниевой призмы, прикрепленной к выходной границе слоя. Для данной схемы рассчитано терагерцовое излучение от движущейся области магнетизации, наводимой ультракоротким лазерным (Ti:sapphire) импульсом в слое магнитооптического материала (тербий-галлиевого граната) за счет обратного эффекта Фарадея. Показано, что учет переходного излучения от границ кристалла, наряду с черенковским излучением из объема кристалла, приводит к существенной асимметрии в характерной для черенковского излучения биполярной форме терагерцового импульса.
- 3. С помощью прямого численного моделирования методом FDTD показано, что квазистатический электромагнитный предвестник, генерируемый мощным лазерным (Ti:sapphire) импульсом в электрооптическом кристалле (GaP), устойчив к уменьшению поперечного размера (двумерного) лазерного пучка. При 1/*e*-ширине пучка ≥ 2–3 мм электромагнитное поле предвестника на оси пучка является практически таким же, как и в пределе бесконечно широкого пучка. При ширине пучка менее 2 мм поле предвестника становится меньше, только если фиксирована интенсивность накачки. Если фиксирована мощность накачки, то поле предвестника достигает максимума при ширине пучка около 1 мм.
- 4. С помощью прямого численного моделирования методом FDTD выяснено, что истощение лазерного (Ti:sapphire) импульса накачки вследствие многофотонного

поглощения в электрооптическом кристалле (GaP) приводит к искажению платообразной волновой формы генерируемого квазистатического электромагнитного предвестника — спаданию поля в его задней части, а также к снижению эффективности генерации предвестника при высоких интенсивностях накачки. Показано, что негативное влияние истощения накачки на генерацию предвестника можно компенсировать, применяя в качестве накачки чирпированные лазерные импульсы. При этом указано, что для оптимального выбора параметра чирпирования необходимо учитывать эффект самомодуляции лазерного импульса за счет керровской нелинейности.

5. Предложен метод генерации многопериодного (узкополосного) терагерцового излучения на основе нелинейного смешивания импульсов обыкновенной и необыкновенной волн ультракороткой длительности в кристалле LiNbO₃. Разработана теория такой генерации, в частности раскрыт механизм генерации как формирование виртуальной PPLN-структуры в однородном кристалле. Показано, что для эффективной генерации оптическая ось кристалла должна быть ориентирована под углом ≈ 60°-70° к входной грани кристалла. При этом, например, импульс иттербиевого усилителя длительностью 600 фс с пиковой интенсивностью 100 ГВт/см² может генерировать терагерцовое излучение на частоте 0,5 ТГц (1 ТГц) с шириной полосы 3,6 ГГц (32,2 ГГц) с эффективностью ~ 10⁻⁵. Показано также, что частоту генерируемого терагерцового излучения можно перестраивать небольшим изменением угла ввода лазерного пучка накачки в кристалл.

Список литературы

- Hirori H., Doi A., Blanchard F., Tanaka K. Single-cycle terahertz pulses with amplitudes exceeding 1 MV/cm generated by optical rectification in LiNbO₃ // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98, no. 9. P. 091106.
- [2] Hauri C. P., Ruchert C., Vicario C., Ardana F. Strong-field single-cycle THz pulses generated in an organic crystal // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, no. 16. P. 161116.
- [3] Vicario C., Monoszlai B., Hauri C. P. GV/m single-cycle terahertz fields from a laserdriven large-size partitioned organic crystal // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 112, no. 21. P. 213901.
- [4] Vicario C., Ovchinnikov A. V., Ashitkov S. I., Agranat M. B., Fortov V. E., Hauri C. P. Generation of 0.9-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:Mg₂SiO₄ laser // Opt. Lett. 2014. Vol. 39, no. 23. P. 6632-6635.
- [5] Shalaby M., Hauri C. P. Demonstration of a low-frequency three-dimensional terahertz bullet with extreme brightness // Nat. Commun. 2015. Vol. 6. P. 5976.
- [6] Hwang H. Y., Fleischer S., Brandt N. C., Perkins Jr. B. G., Liu M., Fan K., Sternbach A., Zhang X., Averitt R. D., Nelson K. A. A review of non-linear terahertz spectroscopy with ultrashort tabletop-laser pulses // J. Mod. Opt. 2015. Vol. 62, no. 18. P. 1447–1479.
- [7] Wong L. J., Fallahi A., Kärtner F. X. Compact electron acceleration and bunch compression in THz waveguides // Opt. Express. 2013. Vol. 21, no. 8. P. 9792–9806.
- [8] Nanni E. A., Huang W. R., Hong K.-H., Ravi K., Fallahi A., Moriena G., Miller R. J. D., Kärtner F. X. Terahertz-driven linear electron acceleration // Nat. Commun. 2015. Vol. 6. P. 8486.
- [9] Huang W. R., Nanni E. A., Ravi K., Hong K.-H., Fallahi A., Wong L. J., Keathley P. D., Zapata L. E., Kärtner F. X. Toward a terahertz-driven electron gun // Sci. Rep. 2015. Vol. 5. P. 14899.
- [10] Huang W. R., Fallahi A., Wu X., Cankaya H., Calendron A.-L., Ravi K., Zhang D., Nanni E. A., Hong K.-H., Kärtner F. X. Terahertz-driven, all-optical electron gun // Optica. 2016. Vol. 3, no. 11. P. 1209–1212.
- [11] Kärtner F., Ahr F., Calendron A.-L., Çankaya H., Carbajo S., Chang G., Cirmi G., Dörner K., Dorda U., Fallahi A., Hartin A., Hemmer M., Hobbs R., Hua Y., Huang W., Letrun R., Matlis N., Mazalova V., Mücke O., Nanni E., Putnam W., Ravi K., Reichert F., Sarrou I., Wu X., Yahaghi A., Ye H., Zapata L., Zhang D., Zhou C., Miller R., Berggren K., Graafsma H., Meents A., Assmann R., Chapman H., Fromme P. AXSIS: Exploring the frontiers in attosecond X-ray science, imaging and spectroscopy // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2016. Vol. 829. P. 24–29.
- [12] Matlis N., Ahr F., Calendron A.-L., Cankaya H., Cirmi G., Eichner T., Fallahi A., Fakhari M., Hartin A., Hemmer M., Huang W., Ishizuki H., Jolly S., Leroux V., Maier A., Meier J., Qiao W., Ravi K., Schimpf D., Taira T., Wu X., Zapata L., Zapata C., Zhang D., Zhou C., Kärtner F. Acceleration of electrons in THz driven structures for AXSIS // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2018. Vol. 909. P. 27–32.
- [13] Pálfalvi L., Fülöp J. A., Tóth G., Hebling J. Evanescent-wave proton postaccelerator driven by intense THz pulse // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2014. Vol. 17, no. 3. P. 031301.
- [14] Vicario C., Ruchert C., Ardana-Lamas F., Derlet P. M., Tudu B., Luning J., Hauri C. P. Off-resonant magnetization dynamics phase-locked to an intense phase-stable terahertz transient // Nat. Photonics. 2013. Vol. 7, no. 9. P. 720.
- [15] Kubacka T., Johnson J. A., Hoffmann M. C., Vicario C., Jong S. de, Beaud P., Grübel S., Huang S.-W., Huber L., Patthey L., Chuang Y.-D., Turner J. J., Dakovski G. L., Lee W.-S., Minitti M. P., Schlotter W., Moore R. G., Hauri C. P., Koohpayeh S. M., Scagnoli V., Ingold G., Johnson S. L., Staub U. Large-amplitude spin dynamics driven by a THz pulse in resonance with an electromagnon // Science. 2014. Vol. 343, no. 6177. P. 1333—1336.
- [16] Nicoletti D., Cavalleri A. Nonlinear light-matter interaction at terahertz frequencies // Adv. Opt. Photonics. 2016. Vol. 8, no. 3. P. 401-464.
- [17] Baierl S., Hohenleutner M., Kampfrath T., Zvezdin A. K., Kimel A. V., Huber R., Mikhaylovskiy R. V. Nonlinear spin control by terahertz-driven anisotropy fields // Nat. Photonics. 2016. Vol. 10. P. 715—718.
- [18] Fleischer S., Zhou Y., Field R. W., Nelson K. A. Molecular orientation and alignment by intense single-cycle THz pulses // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107, no. 16. P. 163603.
- [19] Sajadi M., Wolf M., Kampfrath T. Transient birefringence of liquids induced by terahertz electric-field torque on permanent molecular dipoles // Nat. Commun. 2017. Vol. 8. P. 14963.
- [20] Zalden P., Song L., Wu X., Huang H., Ahr F., Mücke O. D., Reichert J., Thorwart M., Mishra P. K., Welsch R., Santra R., Kärtner F. X., Bressler C. Molecular polarizability anisotropy of liquid water revealed by terahertz-induced transient orientation // Nat. Commun. 2018. Vol. 9, no. 1. P. 2142.
- [21] Tóth G., Tibai Z., Sharma A., Fülöp J. A., Hebling J. Single-cycle attosecond pulses by Thomson backscattering of terahertz pulses // J. Opt. Soc. Am. B. 2018. Vol. 35, no. 5. A103—A109.
- [22] Drescher M., Frühling U., Krikunova M., Maltezopoulos T., Wieland M. Timediagnostics for improved dynamics experiments at XUV FELs // J. Phys. B. 2010. Vol. 43, no. 19. P. 194010.
- [23] Frühling U. Light-field streaking for FELs // J. Phys. B. 2011. Vol. 44, no. 24. P. 243001.

- [24] Zhao L., Wang Z., Lu C., Wang R., Hu C., Wang P., Qi J., Jiang T., Liu S., Ma Z., Qi F., Zhu P., Cheng Y., Shi Z., Shi Y., Song W., Zhu X., Shi J., Wang Y., Yan L., Zhu L., Xiang D., Zhang J. Terahertz Streaking of Few-Femtosecond Relativistic Electron Beams // Phys. Rev. X. 2018. Vol. 8, no. 2. P. 021061.
- [25] Chai X., Ropagnol X., Raeis-Zadeh S. M., Reid M., Safavi-Naeini S., Ozaki T. Subcycle terahertz nonlinear optics // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 121, no. 14. P. 143901.
- [26] Kawase K., Ichino S., Suizu K., Shibuya T. Half cycle terahertz pulse generation by prism-coupled Cherenkov phase-matching method // J. Infrared Millim. Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, no. 10. P. 1168–1177.
- [27] Zhong S. Progress in terahertz nondestructive testing: A review // Front. Mech. Eng. 2018. P. 1-9.
- [28] Bakunov M. I., Bodrov S. B., Maslov A. V., Hangyo M. Theory of terahertz generation in a slab of electro-optic material using an ultrashort laser pulse focused to a line // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76, no. 8. P. 085346.
- [29] Löffler T., Hahn T., Thomson M., Jacob F., Roskos H. G. Large-area electro-optic ZnTe terahertz emitters // Opt. Express. 2005. Vol. 13, no. 14. P. 5353-5362.
- [30] Blanchard F., Razzari L., Bandulet H.-C., Sharma G., Morandotti R., Kieffer J.-C., Ozaki T., Reid M., Tiedje H. F., Haugen H. K., Hegmann F. A. Generation of 1.5 μJ single-cycle terahertz pulses by optical rectification from a large aperture ZnTe crystal // Opt. Express. 2007. Vol. 15, no. 20. P. 13212–13220.
- [31] Hebling J., Yeh K., Hoffmann M. C., Nelson K. A. High-power THz generation, THz nonlinear optics, and THz nonlinear spectroscopy // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2008. Vol. 14, no. 2. P. 345–353.
- [32] Arkhipov R. M., Pakhomov A. V., Arkhipov M. V., Babushkin I., Tolmachev Y. A., Rosanov N. N. Generation of unipolar pulses in nonlinear media // JETP Lett. 2017. Vol. 105, no. 6. P. 408—418.
- [33] You D., Bucksbaum P. H. Propagation of half-cycle far infrared pulses // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. Vol. 14, no. 7. P. 1651–1655.
- [34] Zinov'ev N. N., Nikoghosyan A. S., Chamberlain J. M. Terahertz radiation from a nonlinear slab traversed by an optical pulse // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98, no. 4. P. 044801.
- [35] Bakunov M. I., Maslov A. V., Bodrov S. B. Fresnel formulas for the forced electromagnetic pulses and their application for optical-to-terahertz conversion in nonlinear crystals // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99, no. 20. P. 203904.
- [36] Bakunov M. I., Tsarev M. V., Bodrov S. B., Tani M. Strongly subluminal regime of optical-to-terahertz conversion in GaP // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105, no. 8. P. 083111.
- [37] Bakunov M. I., Maslov A. V., Tsarev M. V. Optically generated terahertz pulses with strong quasistatic precursors // Phys. Rev. A. 2017. Vol. 95, no. 6. P. 063817.

- [38] Tsarev M. V., Bakunov M. I. Tilted-pulse-front excitation of strong quasistatic precursors // Opt. Express. 2019. Vol. 27, no. 4. P. 5154-5164.
- [39] Lee Y.-S., Meade T., Perlin V., Winful H., Norris T. B., Galvanauskas A. Generation of narrow-band terahertz radiation via optical rectification of femtosecond pulses in periodically poled lithium niobate // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76, no. 18. P. 2505-2507.
- [40] Lee Y.-S., Meade T., DeCamp M., Norris T. B., Galvanauskas A. Temperature dependence of narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77, no. 9. P. 1244–1246.
- [41] Carbajo S., Schulte J., Wu X., Ravi K., Schimpf D. N., Kärtner F. X. Efficient narrowband terahertz generation in cryogenically cooled periodically poled lithium niobate // Opt. Lett. 2015. Vol. 40, no. 24. P. 5762—5765.
- [42] Ravi K., Schimpf D. N., Kärtner F. X. Pulse sequences for efficient multi-cycle terahertz generation in periodically poled lithium niobate // Opt. Express. 2016. Vol. 24, no. 22. P. 25582-25607.
- [43] Ahr F., Jolly S. W., Matlis N. H., Carbajo S., Kroh T., Ravi K., Schimpf D. N., Schulte J., Ishizuki H., Takunori Taira T., Maier A. R., Kärtner F. X. Narrowband terahertz generation with chirped-and-delayed laser pulses in periodically poled lithium niobate // Opt. Lett. 2017. Vol. 42, no. 11. P. 2118—2121.
- [44] Vodopyanov K. L. Optical THz-wave generation with periodically-inverted GaAs // Laser Photonics Rev. 2008. Vol. 2, no. 1/2. P. 11-25.
- [45] Weling A. S., Auston D. H. Novel sources and detectors for coherent tunable narrowband terahertz radiation in free space // J. Opt. Soc. Am. B. 1996. Vol. 13, no. 12. P. 2783-2792.
- [46] Danielson J. R., Jameson A. D., Tomaino J. L., Hui H., Wetzel J. D., Lee Y.-S., Vodopyanov K. L. Intense narrow band terahertz generation via type-II difference-frequency generation in ZnTe using chirped optical pulses // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104, no. 3. P. 033111.
- [47] Lu J., Hwang H. Y., Li X., Lee S.-H., Kwon O.-P., Nelson K. A. Tunable multi-cycle THz generation in organic crystal HMQ-TMS // Opt. Express. 2015. Vol. 23, no. 17. P. 22723-22729.
- [48] Chen Z., Zhou X., Werley C. A., Nelson K. A. Generation of high power tunable multicycle teraherz pulses // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, no. 7. P. 071102.
- [49] Stepanov A. G., Hebling J., Kuhl J. Generation, tuning, and shaping of narrow-band, picosecond THz pulses by two-beam excitation // Opt. Express. 2004. Vol. 12, no. 19. P. 4650-4658.
- [50] Gingras L., Cooke D. G. Direct temporal shaping of terahertz light pulses // Optica. 2017. Vol. 4, no. 11. P. 1416—1420.

- [51] Cherenkov P. A. Visible emission of clean liquids by action of gamma radiation // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1934. Vol. 2, no. 8. P. 451-454.
- [52] Askar'yan G. A. Cerenkov radiation and transition radiation from electromagnetic waves // Sov. Phys. JETP. 1962. Vol. 15, no. 5. P. 943–946.
- [53] Askar'yan G. A. Cherenkov radiation from optical pulses // Phys. Rev. Lett. 1986.
 Vol. 57, no. 19. P. 2470-2470.
- [54] Auston D. H., Cheung K. P., Valdmanis J. A., Kleinman D. A. Cherenkov radiation from femtosecond optical pulses in electro-optic media // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53, no. 16. P. 1555—1558.
- [55] Hu B. B., Zhang X., Auston D. H., Smith P. R. Free-space radiation from electro-optic crystals // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56, no. 6. P. 506-508.
- [56] Stepanov A. G., Kuhl J., Kozma I. Z., Riedle E., Almási G., Hebling J. Scaling up the energy of THz pulses created by optical rectification // Opt. Express. 2005. Vol. 13, no. 15. P. 5762—5768.
- [57] Stepanov A. G., Hebling J., Kuhl J. THz generation via optical rectification with ultrashort laser pulse focused to a line // Appl. Phys. B. 2005. Vol. 81, no. 1. P. 23–26.
- [58] Theuer M., Torosyan G., Rau C., Beigang R., Maki K., Otani C., Kawase K. Efficient generation of Cherenkov-type terahertz radiation from a lithium niobate crystal with a silicon prism output coupler // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 88, no. 7. P. 071122.
- [59] Bodrov S. B., Stepanov A. N., Bakunov M. I., Shishkin B. V., Ilyakov I. E., Akhmedzhanov R. A. Highly efficient optical-to-terahertz conversion in a sandwich structure with LiNbO₃ core // Opt. Express. 2009. Vol. 17, no. 3. P. 1871–1879.
- [60] Bodrov S. B., Ilyakov I. E., Shishkin B. V., Stepanov A. N. Efficient terahertz generation by optical rectification in Si-LiNbO₃-air-metal sandwich structure with variable air gap // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 100, no. 20. P. 201114.
- [61] Bakunov M. I., Mashkovich E. A., Tsarev M. V., Gorelov S. D. Efficient Cherenkovtype terahertz generation in Si-prism-LiNbO₃-slab structure pumped by nanojoule-level ultrashort laser pulses // Appl. Phys. Lett. 2012. Vol. 101, no. 15. P. 151102.
- [62] Fan S., Takeuchi H., Ouchi T., Takeya K., Kawase K. Broadband terahertz wave generation from a MgO:LiNbO₃ ridge waveguide pumped by a 15 μm femtosecond fiber laser // Opt. Lett. 2013. Vol. 38, no. 10. P. 1654–1656.
- [63] Takeya K., Minami T., Okano H., Tripathi S. R., Kawase K. Enhanced Cherenkov phase matching terahertz wave generation via a magnesium oxide doped lithium niobate ridged waveguide crystal // APL Photonics. 2016. Vol. 2, no. 1. P. 016102.
- [64] Auston D. H. Subpicosecond electro-optic shock waves // Appl. Phys. Lett. 1983. Vol. 43, no. 8. P. 713-715.

- [65] Shibuya T., Suizu K., Kawase K. Widely tunable monochromatic Cherenkov phasematched terahertz wave generation from bulk lithium niobate // Appl. Phys. Express. 2010. Vol. 3, no. 8. P. 082201.
- [66] Bodrov S. B., Bakunov M. I., Hangyo M. Efficient Cherenkov emission of broadband terahertz radiation from an ultrashort laser pulse in a sandwich structure with nonlinear core // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104, no. 9. P. 093105.
- [67] Suizu K., Koketsu K., Shibuya T., Tsutsui T., Akiba T., Kawase K. Extremely frequencywidened terahertz wave generation using Cherenkov-type radiation // Opt. Express. 2009. Vol. 17, no. 8. P. 6676–6681.
- [68] Hebling J., Almási G., Kozma I. Z., Kuhl J. Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation // Opt. Express. 2002. Vol. 10, no. 21. P. 1161—1166.
- [69] Huang S.-W., Granados E., Huang W. R., Hong K.-H., Zapata L. E., Kärtner F. X. High conversion efficiency, high energy terahertz pulses by optical rectification in cryogenically cooled lithium niobate // Opt. Lett. 2013. Vol. 38, no. 5. P. 796–798.
- [70] Fülöp J. A., Ollmann Z., Lombosi C., Skrobol C., Klingebiel S., Pálfalvi L., Krausz F., Karsch S., Hebling J. Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy // Opt. Express. 2014. Vol. 22, no. 17. P. 20155-20163.
- [71] Abdullin U. A., Lyakhov G. A., Rudenko O. V., Chirkin A. S. Difference-frequency excitation in nonlinear optics and the conditions for Cerenkov radiation emission // Sov. Phys. JETP. 1974. Vol. 39, no. 4. P. 633–637.
- [72] Kleinman D., Auston D. Theory of electrooptic shock radiation in nonlinear optical media // IEEE J. Quantum Electron. 1984. Vol. 20, no. 8. P. 964—970.
- [73] Wahlstrand J. K., Merlin R. Cherenkov radiation emitted by ultrafast laser pulses and the generation of coherent polaritons // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 68, no. 5. P. 054301.
- [74] Shibuya T., Tsutsui T., Suizu K., Akiba T., Kawase K. Efficient Cherenkov-type phasematched widely tunable terahertz-wave generation via an optimized pump beam shape // Appl. Phys. Express. 2009. Vol. 2. P. 032302.
- [75] Liu P., Xu D., Jiang H., Zhang Z., Zhong K., Wang Y., Yao J. Theory of monochromatic terahertz generation via Cherenkov phase-matched difference frequency generation in LiNbO₃ crystal // J. Opt. Soc. Am. B. 2012. Vol. 29, no. 9. P. 2425–2430.
- [76] Zelmon D. E., Small D. L., Jundt D. Infrared corrected Sellmeier coefficients for congruently grown lithium niobate and 5 mol. % magnesium oxide–doped lithium niobate // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. Vol. 14, no. 12. P. 3319–3322.
- [77] Akhmanov S. A., Vysloukh V. A., Chirkin A. S. Optics of femtosecond laser pulses. New York : American Institute of Physics, 1992. 366 p.
- [78] Hebling J., Stepanov A., Almási G., Bartal B., Kuhl J. Tunable THz pulse generation by optical rectification of ultrashort laser pulses with tilted pulse fronts // Appl. Phys. B. 2004. Vol. 78, no. 5. P. 593—599.

- [79] Gayer O., Sacks Z., Galun E., Arie A. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ // Appl. Phys. B. 2008. Vol. 91, no. 2. P. 343–348.
- [80] Pálfalvi L., Hebling J., Kuhl J., Péter Á., Polgár K. Temperature dependence of the absorption and refraction of Mg-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃ in the THz range // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97, no. 12. P. 123505.
- [81] Stoyanov N. S., Feurer T., Ward D. W., Statz E. R., Nelson K. A. Direct visualization of a polariton resonator in the THz regime // Opt. Express. 2004. Vol. 12, no. 11. P. 2387–2396.
- [82] Bakunov M. I., Bodrov S. B., Mashkovich E. A. Terahertz generation with tilted-front laser pulses: dynamic theory for low-absorbing crystals // J. Opt. Soc. Am. B. 2011. Vol. 28, no. 7. P. 1724–1734.
- [83] Li D., Ma G., Ge J., Hu S., Dai N. Terahertz pulse shaping via birefringence in lithium niobate crystal // Appl. Phys. B. 2009. Vol. 94, no. 4. P. 623–628.
- [84] Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y. Ultrafast spin dynamics in ferromagnetic nickel // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76, no. 22. P. 4250-4253.
- [85] Kimel A., Kirilyuk A., Rasing T. Femtosecond opto-magnetism: ultrafast laser manipulation of magnetic materials // Laser Photonics Rev. 2007. Vol. 1, no. 3. P. 275–287.
- [86] Kirilyuk A., Kimel A. V., Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order // Rev. Mod. Phys. 2010. Vol. 82, no. 3. P. 2731-2784.
- [87] Kimel A., Kirilyuk A., Tsvetkov A., Pisarev R., Rasing T. Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO₃ // Nature. 2004. Vol. 429, no. 6994. P. 850.
- [88] Ostler T., Barker J., Evans R., Chantrell R., Atxitia U., Chubykalo-Fesenko O., El Moussaoui S., Le Guyader L., Mengotti E., Heyderman L., Nolting F., Tsukamoto A., Itoh A., Afanasiev D., Ivanov B., Kalashnikova A., Vahaplar K., Mentink J., Kirilyuk A., Rasing T., Kimel A. Ultrafast heating as a sufficient stimulus for magnetization reversal in a ferrimagnet // Nat. Commun. 2012. Vol. 3. P. 666.
- [89] Kimel A. V., Kirilyuk A., Usachev P. A., Pisarev R. V., Balbashov A. M., Rasing T. Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // Nature. 2005. Vol. 435, no. 7042. P. 655–657.
- [90] Stanciu C. D., Hansteen F., Kimel A. V., Kirilyuk A., Tsukamoto A., Itoh A., Rasing T. All-optical magnetic recording with circularly polarized light // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99, no. 4. P. 047601.
- [91] Pitaevskii L. Electric forces in a transparent dispersive medium // Sov. Phys. JETP. 1961. Vol. 12, no. 5. P. 1008—1013.
- [92] Pershan P. S. Nonlinear optical properties of solids: Energy considerations // Phys. Rev. 1963. Vol. 130, no. 3. P. 919—929.

- [93] Ziel J. P. van der, Pershan P. S., Malmstrom L. D. Optically-induced magnetization resulting from the inverse Faraday effect // Phys. Rev. Lett. 1965. Vol. 15, no. 5. P. 190—193.
- [94] Reid A. H. M., Kimel A. V., Kirilyuk A., Gregg J. F., Rasing T. Investigation of the femtosecond inverse Faraday effect using paramagnetic Dy₃Al₅O₁₂ // Phys. Rev. B. 2010. Vol. 81, no. 10. P. 104404.
- [95] Popova D., Bringer A., Blügel S. Theoretical investigation of the inverse Faraday effect via a stimulated Raman scattering process // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85, no. 9. P. 094419.
- [96] Mikhaylovskiy R. V., Hendry E., Kruglyak V. V. Ultrafast inverse Faraday effect in a paramagnetic terbium gallium garnet crystal // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, no. 10. P. 100405.
- [97] Beaurepaire E., Turner G. M., Harrel S. M., Beard M. C., Bigot J.-Y., Schmuttenmaer C. A. Coherent terahertz emission from ferromagnetic films excited by femtosecond laser pulses // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 84, no. 18. P. 3465—3467.
- [98] Nishitani J., Kozuki K., Nagashima T., Hangyo M. Terahertz radiation from coherent antiferromagnetic magnons excited by femtosecond laser pulses // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 96, no. 22. P. 221906.
- [99] Nishitani J., Nagashima T., Hangyo M. Coherent control of terahertz radiation from antiferromagnetic magnons in NiO excited by optical laser pulses // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85, no. 17. P. 174439.
- [100] Higuchi T., Kanda N., Tamaru H., Kuwata-Gonokami M. Selection rules for light-induced magnetization of a crystal with threefold symmetry: The case of antiferromagnetic NiO // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 106, no. 4. P. 047401.
- [101] Kanda N., Higuchi T., Shimizu H., Konishi K., Yoshioka K., Kuwata-Gonokami M. The vectorial control of magnetization by light // Nat. Commun. 2011. Vol. 2. P. 362.
- [102] Satoh T., Cho S.-J., Iida R., Shimura T., Kuroda K., Ueda H., Ueda Y., Ivanov B. A., Nori F., Fiebig M. Spin oscillations in antiferromagnetic NiO triggered by circularly polarized light // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105, no. 7. P. 077402.
- [103] Bakunov M. I., Mikhaylovskiy R. V., Bodrov S. B. Probing ultrafast optomagnetism by terahertz Cherenkov radiation // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, no. 13. P. 134405.
- [104] Gorelov S. D., Mashkovich E. A., Tsarev M. V., Bakunov M. I. Terahertz Cherenkov radiation from ultrafast magnetization in terbium gallium garnet // Phys. Rev. B. 2013. Vol. 88, no. 22. P. 220411.
- [105] Mikhaylovskiy R. V., Hendry E., Kruglyak V. V. Ultrafast inverse Faraday effect in a paramagnetic terbium gallium garnet crystal // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 86, no. 10. P. 100405.

- Schlarb U., Sugg B. Refractive index of terbium gallium garnet // Phys. Status Solidi B. 1994. Vol. 182, no. 2. K91-K93.
- [107] Víllora E. G., Molina P., Nakamura M., Shimamura K., Hatanaka T., Funaki A., Naoe K. Faraday rotator properties of Tb₃[Sc_{1.95}Lu_{0.05}](Al₃)O₁₂, a highly transparent terbium-garnet for visible-infrared optical isolators // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 99, no. 1. P. 011111.
- [108] Erschens D. N., Turchinovich D., Jepsen P. U. Optimized optical rectification and electrooptic sampling in ZnTe crystals with chirped femtosecond laser pulses // J. Infrared Millim. Terahz Waves. 2011. Vol. 32, no. 12. P. 1371–1381.
- [109] Bakunov M. I., Bodrov S. B. Terahertz generation with tilted-front laser pulses in a contact-grating scheme // J. Opt. Soc. Am. B. 2014. Vol. 31, no. 11. P. 2549-2557.
- [110] Shen Y. R. The principles of nonlinear optics. New York : Wiley-Interscience, 1984. 575 p.
- [111] Grischkowsky D., Keiding S., Van Exter M., Fattinger C. Far-infrared time-domain spectroscopy with terahertz beams of dielectrics and semiconductors // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. Vol. 7, no. 10. P. 2006–2015.
- [112] Harrel S. M., Milot R. L., Schleicher J. M., Schmuttenmaer C. A. Influence of free-carrier absorption on terahertz generation from ZnTe(110) // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 107, no. 3. P. 033526.
- [113] Vidal S., Degert J., Tondusson M., Oberlé J., Freysz E. Impact of dispersion, free carriers, and two-photon absorption on the generation of intense terahertz pulses in ZnTe crystals // Appl. Phys. Lett. 2011. Vol. 98, no. 19. P. 191103.
- [114] Fülöp J. A., Pálfalvi L., Klingebiel S., Almási G., Krausz F., Karsch S., Hebling J. Generation of sub-mJ terahertz pulses by optical rectification // Opt. Lett. 2012. Vol. 37, no. 4. P. 557-559.
- [115] Sun F. G., Ji W., Zhang X.-C. Two-photon absorption induced saturation of THz radiation in ZnTe // Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2000). Technical Digest. Postconference Edition. TOPS Vol.39 (IEEE Cat. No.00CH37088). 2000. P. 479–480.
- [116] Hoffmann M. C., Yeh K.-L., Hebling J., Nelson K. A. Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm // Opt. Express. 2007. Vol. 15, no. 18. P. 11706—11713.
- [117] Wu X., Carbajo S., Ravi K., Ahr F., Cirmi G., Zhou Y., Mücke O. D., Kärtner F. X. Terahertz generation in lithium niobate driven by Ti:sapphire laser pulses and its limitations // Opt. Lett. 2014. Vol. 39, no. 18. P. 5403-5406.
- [118] Zhong S.-C., Zhai Z.-H., Li J., Zhu L.-G., Li J., Meng K., Liu Q., Du L.-H., Zhao J.-H., Li Z.-R. Optimization of terahertz generation from LiNbO₃ under intense laser excitation with the effect of three-photon absorption // Opt. Express. 2015. Vol. 23, no. 24. P. 31313-31323.

- [119] Fülöp J. A., Pálfalvi L., Almási G., Hebling J. Design of high-energy terahertz sources based on optical rectification // Opt. Express. 2010. Vol. 18, no. 12. P. 12311-12327.
- [120] Blanchard F., Schmidt B. E., Ropagnol X., Thiré N., Ozaki T., Morandotti R., Cooke D. G., Légaré F. Terahertz pulse generation from bulk GaAs by a tilted-pulse-front excitation at 1.8 μm // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105, no. 24. P. 241106.
- [121] Fülöp J. A., Polónyi G., Monoszlai B., Andriukaitis G., Balciunas T., Pugzlys A., Arthur G., Baltuska A., Hebling J. Highly efficient scalable monolithic semiconductor terahertz pulse source // Optica. 2016. Vol. 3, no. 10. P. 1075–1078.
- [122] Polónyi G., Monoszlai B., Gäumann G., Rohwer E. J., Andriukaitis G., Balciunas T., Pugzlys A., Baltuska A., Feurer T., Hebling J., Fülöp J. A. High-energy terahertz pulses from semiconductors pumped beyond the three-photon absorption edge // Opt. Express. 2016. Vol. 24, no. 21. P. 23872—23882.
- [123] Sommerfeld A. Über die fortpflanzung des lichtes in dispergierenden medien // Ann. Phys. (Berl.) 1914. Vol. 349, no. 10. P. 177–202.
- [124] Brillouin L. Über die fortpflanzung des lichtes in dispergierenden medien // Ann. Phys.
 (Berl.) 1914. Vol. 349, no. 10. P. 203-240.
- [125] Zheltikov A. M., Shneider M. N., Voronin A. A., Miles R. B. Laser control of freecarrier density in solids through field-enhanced multiphonon tunneling recombination // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109, no. 3. P. 033109.
- [126] Beyer O., Maxein D., Buse K., Sturman B., Hsieh H. T., Psaltis D. Investigation of nonlinear absorption processes with femtosecond light pulses in lithium niobate crystals // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71, no. 5. P. 056603.
- [127] Gildenburg V. B., Kim A. V., Krupnov V. A., Semenov V. E., Sergeev A. M., Zharova N. A. Adiabatic frequency up-conversion of a powerful electromagnetic pulse producing gas ionization // IEEE Trans. Plasma Sci. 1993. Vol. 21, no. 1. P. 34–44.
- [128] Dietze D., Unterrainer K., Darmo J. Dynamically phase-matched terahertz generation // Opt. Lett. 2012. Vol. 37, no. 6. P. 1047–1049.
- [129] Hoffman R. C., Mott A. G. Measurement of the two-photon absorption coefficient of gallium phosphide (GaP) using a dispersion-minimized sub-10 femtosecond Z-scan measurement system (unpublished) // Army Research Laboratory Report No. ARL-TR-6157. 2012.
- [130] Madarasz F. L., Dimmock J. O., Dietz N., Bachmann K. J. Sellmeier parameters for ZnGaP₂ and GaP // J. Appl. Phys. 2000. Vol. 87, no. 3. P. 1564–1565.
- [131] Liu F., Li Y., Xing Q., Chai L., Hu M., Wang C., Deng Y., Sun Q., Wang C. Threephoton absorption and Kerr nonlinearity in undoped bulk GaP excited by a femtosecond laser at 1040 nm // J. Opt. 2010. Vol. 12, no. 9. P. 095201.

- [132] Li Y., Liu F., Li Y., Chai L., Xing Q., Hu M., Wang C. Experimental study on GaP surface damage threshold induced by a high repetition rate femtosecond laser // Appl. Opt. 2011. Vol. 50, no. 13. P. 1958.
- [133] Bakunov M. I., Bodrov S. B., Tsarev M. V. Terahertz emission from a laser pulse with tilted front: Phase-matching versus Cherenkov effect // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104, no. 7. P. 073105.
- [134] Ahn J., Efimov A. V., Averitt R. D., Taylor A. J. Terahertz waveform synthesis via optical rectification of shaped ultrafast laser pulses // Opt. Express. 2003. Vol. 11, no. 20. P. 2486—2496.
- [135] Tu C. M., Ku S. A., Chu W. C., Luo C. W., Chen J. C., Chi C. C. Pulsed terahertz radiation due to coherent phonon-polariton excitation in [110] ZnTe crystal // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112, no. 9. P. 093110.
- [136] Zhang C., Avetisyan Y., Abgaryan G., Kawayama I., Murakami H., Tonouchi M. Tunable narrowband terahertz generation in lithium niobate crystals using a binary phase mask // Opt. Lett. 2013. Vol. 38, no. 6. P. 953–955.
- [137] Akiba T., Seki Y., Odagiri M., Hashino I., Suizu K., Avetisyan Y. H., Miyamoto K., Omatsu T. Terahertz wave generation using type II phase matching polarization combination via difference frequency generation with LiNbO₃ // Jpn. J. Appl. Phys. 2015. Vol. 54, no. 6. P. 062202.
- [138] Dmitriev V. G., Gurzadyan G. G., Nikogosyan D. N. Handbook of nonlinear optical crystals. Berlin : Springer-Verlag, 1999. 414 p.
- [139] Boyd R. W. Nonlinear optics. Academic Press, 2003. 576 p.
- [140] Yariv A., Yeh P. Optical waves in crystals. New York : Wiley, 1984. 589 p.
- Boyd G. D., Kleinman D. A. Parametric interaction of focused gaussian light beams // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39, no. 8. P. 3597—3639.
- [142] Ishizuki H., Taira T. Improvement of laser-beam distortion in large-aperture PPMgLN device by using X-axis Czochralski-grown crystal // Opt. Express. 2014. Vol. 22, no. 16. P. 19668—19673.

Список публикаций по диссертации

- [A1] Sychugin S. A., Mashkovich E. A., Maslov A., Bakunov M. I. Terahertz Cherenkov radiation from a tightly focused ultrashort laser pulse in an electro-optic medium // J. Opt. Soc. Am. B. 2019. Vol. 36, no. 4. P. 1101–1107.
- [A2] Sychugin S. A., Anisimov E. A., Bakunov M. I. Cherenkov-type terahertz emission from ultrafast magnetization in a slab of magnetooptic material // J. Opt. 2015. Vol. 17, no. 3. P. 035507.
- [A3] Efimenko E. S., Sychugin S. A., Tsarev M. V., Bakunov M. I. Quasistatic precursors of ultrashort laser pulses in electro-optic crystals // Phys. Rev. A. 2018. Vol. 98, no. 1. P. 013842.
- [A4] Mashkovich E. A., Sychugin S. A., Bakunov M. I. Generation of narrowband terahertz radiation by an ultrashort laser pulse in a bulk LiNbO₃ crystal // J. Opt. Soc. Am. B. 2017. Vol. 34, no. 9. P. 1805–1810.
- [A5] Сычугин С. А., Бакунов М. И. Генерация терагерцового черенковского излучения импульсом оптонамагниченности // Вестник ННГУ. 2014. Т. 1(2). С. 196—200.
- [A6] Sychugin S. A., Bakunov M. I. Terahertz Cherenkov radiation from a focused laser beam in an electro-optic medium // Technical Program, 16th International Conference on Laser Optics 2014, Saint-Petersburg, Russia, June 30 – July 4, 2014. P. 45.
- [A7] Sychugin S. A., Bakunov M. I. Terahertz emission from a tightly focused ultrashort laser pulse in an electro-optic crystal // Conference program, 8th UK, Europe, China conference on Millimetre Waves and Terahertz Technologies, Cardiff, United Kingdom, September 14-16, 2015. P. 101.
- [A8] Sychugin S. A., Bakunov M. I. Terahertz Cherenkov radiation from focused laser pulses // Book of Abstracts, 11th International Young Scientist conference «Development in Optics and Communications 2015», Riga, Latvia, April 8–10, 2015. P. 2.
- [А9] Сычугин С. А., Бакунов М. И. Черенковское излучение терагерцовых волн остросфокусированными ультракороткими лазерными импульсами // Тезисы докладов молодых ученых, XVII научная школа «Нелинейные волны – 2016», Нижний Новгород, Россия, 27 февраля - 4 марта, 2016. С. 142.
- [A10] Сычугин С. А., Бакунов М. И. Оптико-терагерцовый преобразователь на эффекте Черенкова // Программа XI научно-технической конференции «Высокие технологии в атомной отрасли. Молодежь в инновационном процессе», Нижний Новгород, Россия, 22-24 сентября, 2016.
- [A11] Сычугин С. А., Бакунов М. И. Генерация терагерцового черенковского излучения сфокусированными лазерными импульсами // XIX Нижегородская сессия молодых ученых. Естественные, математические науки. 2014. С. 66—67.

- [A12] Сычугин С. А., Бакунов М. И. Генерация терагерцового излучения сфокусированными ультракороткими лазерными импульсами в электрооптических средах // Труды XVIII научной конференции по радиофизике, посвященной Дню радио (Нижний Новгород, 12-16 мая 2014 г.) 2014. С. 177—178.
- [A13] Сычугин С. А., Бакунов М. И. Черенковское излучение терагерцовых волн импульсом оптонамагниченности // Российские чтения-конкурс памяти нижегородских ученых: сборник научных статей и тезисов исследовательских работ. (Посвящается 100-летию со дня рождения В.С. Троицкого). Том 1. 2013. С. 244—247.
- [A14] Сычугин С. А., Бакунов М. И. Генерация терагерцового черенковского излучения импульсом оптонамагниченности // Форум молодых ученых. Тезисы докладов. Том 1. 2013. С. 209—210.
- [A15] Сычугин С. А., Бакунов М. И. Черенковское излучение терагерцовых волн релятивистски движущейся областью оптонамагниченности // Труды XVII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения В.С. Троицкого (Нижний Новгород, 13-17 мая 2013 г.) 2013. С. 167—169.
- [A16] Bakunov M. I., Efimenko E. S., Tsarev M. V., Sychugin S. A. Terahertz pulses with strong dc precursors // Technical program The 43rd International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2018), Nagoya, Japan, September 9-14, 2018. Tu-A2-1c-4.
- [A17] Bakunov M. I., Maslov A. V., Tsarev M. V., Efimenko E. S., Sychugin S. A. Strong dc precursors of intense laser pulses in electro-optic crystals // Conference Program And Proceedings The 7th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS 2018), Yokohama, Japan, April 24-27, 2018. ALPS16-F2-1.
- [A18] Bakunov M. I., Efimenko E. S., Tsarev M. V., Sychugin S. A. Terahertz pulses with dc precursors // Program & Abstract book. International Conference on Microwave & THz Technologies and Wireless Communications (IRPhE' 2018), Aghveran, Armenia, September 19-21, 2018. TH-2.
- [A19] Efimenko E. S., Sychugin S. A., Tsarev M. V., Bakunov M. I. Generation of dc fields ahead of ultrashort laser pulses in electro-optic crystals // Proceedings of 3rd International Conference «Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications» (TERA-2018), Nizhny Novgorod, Russia, October 22-25, 2018. Section 3. P. 13-14.
- [A20] Bakunov M. I., Efimenko E. S., Tsarev M. V., Sychugin S. A. Quasistatic fields propagating ahead of ultrashort laser pulses in electro-optic crystals // Book of Abstracts International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight-2018), Moscow, Russia, October 1-5, 2018. P. 182–183.

- [A21] Bakunov M. I., Mashkovich E. A., Sychugin S. Narrowband terahertz generation by an ultrashort laser pulse in bulk LiNbO₃ // Program and abstracts of The 6th International Workshop on Far-Infrared Technologies 2017 (IW-FIRT 2017) and The 2nd International Symposium on Development of High Power Terahertz Science and Technology (DHP-TST 2017), Fukui, Japan, March 7-9, 2017. 8a—4.
- [A22] Mashkovich E. A., Sychugin S. A., Bakunov M. I. Narrow-band terahertz emission from an ultrashort laser pulse in a bulk lithium niobate crystal // Abstracts. Progress In Electromagnetics Research Symposium 2017 (PIERS 2017), St. Petersburg, Russia, May 22-25, 2017. P. 1370.
- [A23] Машкович Е. А., Сычугин С. А., Бакунов М. И. Преобразование ультракоротких лазерных импульсов в узкополосное терагерцовое излучение в кристалле ниобата лития // VI Международная конференция по фотонике и информационной оптике: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ. 2017. С. 40—41.